

Série A
N° D'ORDRE : 2007

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR ANDRÉ DANJON

Agrégé de l'Université
Aide-astronome à l'Observatoire de Strasbourg

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE ASTRONOMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1928, devant la Commission d'examen

MM. H. ANDOYER, *Président.*

A. COTTON, }
Ch. FABRY, } *Examineurs.*

ORLÉANS

IMPRIMERIE HENRI TESSIER

8 bis et 8 ter, rue du Faubourg Madeleine

1928

Série A
N° D'ORDRE : 2007

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR ANDRÉ DANJON

Agrégé de l'Université
Aide-astronome à l'Observatoire de Strasbourg

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE ASTRONOMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1928, devant la Commission d'examen

MM. H. ANDOYER, *Président.*

A. COTTON, }
Ch. FABRY, } *Examineurs.*

ORLÉANS

IMPRIMERIE HENRI TESSIER

8 bis et 8 ter, rue du Faubourg Madeleine

1928

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.
Doyens honoraires P. APPELL, M. MOLLIARD.

Professeurs honoraires {
P. PUISEUX.
V. BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.

Professeurs
EMILE PICARD Analyse supérieure et algèbre supérieure.
G. KÖNIGS Mécanique physique et expérimentale.
E. GOURSAT Calcul différentiel et calcul intégral.
P. JANET Electrotechnique générale.
F. WALLERANT Minéralogie.
H. ANDOYER Astronomie.
P. PAINLEVÉ Mécanique analytique et mécanique céleste.
Gabriel BERTRAND Chimie biologique.
M^{me} P. CURIE Physique générale et radioactivité.
M. CAULLERY Zoologie (Evolution des êtres organisés).
G. URBAIN Chimie minérale.
EMILE BOREL Calcul des probabilités et Physique mathématique.
L. MARCHIS Aviation.
Jean PERRIN Chimie physique.
Rémy PERRIER Zoologie (Enseignement P. C. N.).
H. ABRAHAM Physique.
M. MOLLIARD Physiologie végétale.
E. CARTAN Géométrie supérieure.
L. LAPICQUE Physiologie générale.
E. VESSIOT Théorie des fonctions et théorie des transformations.
A. COTTON Physique générale.
J. DRACH Application de l'analyse à la géométrie.
Charles FABRY Physique.
Charles PÉREZ Zoologie.
Léon BERTRAND Géologie structurale et géologie appliquée.
R. LESPIEAU Théories chimiques.
E. RABAUD Biologie expérimentale.
P. PORTIER Physiologie comparée.
E. BLAISE Chimie organique.
P.-A. DANGEARD Botanique.
Paul MONTEL Mécanique rationnelle.
P. WINTREBERT Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSQ Biologie maritime.
G. JULIA Mathématiques générales.
A. JOB Chimie générale.
A. MAILHE Etude des combustibles.
L. LUTAUD Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH Physique théorique et physique céleste.
Henri VILLAT Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB Géologie.
P. PASCAL Chimie appliquée.



E. HÉROUARD	Zoologie.	E. DARMOIS	Physique.
E. PÉCHARD	Chimie (Enseignement P. C. N.).	G. BRUHAT	Physique.
V. AUGER	Chimie analytique.	H. MOUTON	Chimie physique.
M. GUICHARD	Chimie minérale.	L. JOLEAUD	Paléontologie.
A. GUILLET	Physique.	M. JAVILLIER	Chimie biologique.
C. MAUGUIN	Minéralogie.	A. DUFOUR	Physique (P. C. N.).
L. BLARINGHEM ..	Botanique.	F. PICARD	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
A. MICHEL-LÉVY..	Pétrographie.	ROBERT-LÉVY	Zoologie.
A. DEREIMS	Géologie.	L. DUNOYER	Optique appliquée.
R. DONGIER	Physique du globe.	A. GUILLIERMOND.	Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY	Calcul différentiel et intégral.	A. DEBIERNE	Radioactivité.
H. BÉNARD	Physique (P. C. N.).		

Secrétaire DANIEL TOMBECK.

A MONSIEUR A. COTTON

MEMBRE DE L'INSTITUT

A MONSIEUR F. ESCLANGON

DIRECTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE STRASBOURG

Hommage de respectueuse gratitude.

PREMIÈRE THÈSE

PREMIÈRE PARTIE

PRINCIPES ET INSTRUMENTS

INTRODUCTION

L'application à la photométrie stellaire des méthodes photographiques ou physiques, n'a diminué en rien l'importance fondamentale de la photométrie visuelle. C'est de cette dernière qu'il sera surtout question par la suite, parce que, dès notre arrivée à l'Observatoire de Strasbourg, nous avons pu utiliser des instruments spéciaux qui s'y trouvaient en état de fonctionner : photomètres de Zöllner, de Pritchard, de Müller, etc.. Depuis lors, j'ai pu faire construire à l'Observatoire même divers autres photomètres, dont quelques-uns de type nouveau. Les uns et les autres ont présenté des inconvénients et des avantages en proportion variable. Finalement, j'ai pu faire un choix raisonné entre les divers types d'appareils et fixer strictement les règles d'observation. L'expérience ainsi acquise n'est pas étroitement bornée aux méthodes visuelles. Un certain nombre de principes sont d'une application très générale, indépendante du récepteur photométrique employé. D'ailleurs, plusieurs recherches spéciales m'ont conduit à employer la photométrie photographique.

Dès le début de mes observations, j'ai pu constater que la photométrie stellaire se présente sous deux aspects bien différents, suivant que l'on poursuit l'établissement d'un catalogue embrassant les magnitudes d'un grand nombre d'étoiles, réparties sur tout le ciel, ou bien l'étude précise et continue d'un astre déterminé, une étoile variable par exemple. Dans le premier cas, — nous dirons alors que le problème appartient à la *photométrie absolue*, — on est amené à comparer successivement la lumière de chacune des étoiles à la lumière de l'une d'entre elles ou d'une étoile artificielle prise comme étalon. Dans le second cas,

au contraire, l'observation devient *différentielle*, si l'on choisit comme étalon de comparaison une étoile très voisine de la variable. L'absorption atmosphérique ne joue alors qu'un rôle négligeable, sous les réserves qui seront faites plus loin, tandis que les mesures absolues exigent en général d'importantes corrections, assez incertaines, et qui nuisent grandement à la précision des résultats. Aussi, les mesures différentielles sont-elles plus faciles et plus précises que les mesures absolues.

Les appareils qui conviennent à l'un des cas ne conviennent pas toujours à l'autre. Il existe donc deux sortes de photomètres stellaires, les photomètres absolus, et les photomètres différentiels. Les premiers sont, à tort, beaucoup plus répandus que les seconds, dont il n'existe qu'un très petit nombre d'exemplaires, et qui ne semblent pas appréciés à leur valeur. On trouvera plus loin la description d'un photomètre différentiel, qui remplacerait avantageusement les photomètres à étoile artificielle pour l'étude des étoiles variables.

Avant d'aborder la description des instruments, il semble utile de préciser d'abord les règles générales de la photométrie astronomique. Puisque le problème se pose avec le maximum de complexité à propos des mesures absolues, nous examinerons d'abord le degré de précision des grands catalogues photométriques. Nous montrerons que les causes d'erreur ne sont ni si nombreuses ni si mystérieuses qu'on le dit généralement, et qu'il est facile de poser des règles d'observation susceptibles d'en éviter les effets. Nous tâcherons de réhabiliter la photométrie stellaire visuelle, discréditée par un emploi inopportun de méthodes et d'appareils surannés.

Nous utiliserons largement les discussions très serrées des grands catalogues qui ont été publiées à diverses époques par E.-C. Pickering, Müller et Kempf, Pritchard, etc. et plus récemment par M. Gallissot dans sa thèse (Lyon, 1921).

Je me fais un devoir de remercier M. A. Cotton, Membre de l'Institut, qui fut mon maître à l'Ecole Normale, et M. E. Esclangon, Directeur de l'Observatoire de Strasbourg, à qui je dois ma formation d'astronome, pour leurs précieux conseils et pour le constant appui qu'ils m'ont accordé. Qu'ils me permettent de leur exprimer ici toute ma reconnaissance. Le présent travail, entièrement effectué à l'Observatoire, n'a pas toujours été favorisé par l'état du ciel ; mais en revanche, j'ai pu disposer de la manière la plus large de toutes les ressources matérielles désirables.

Mon collègue, M. G. Rougier, a bien voulu participer aux mesures décrites dans le chapitre II et il m'a autorisé à faire état des valeurs obtenues pour ses équations personnelles ; je l'en remercie bien cordialement.

CHAPITRE PREMIER

PRÉCISION DES CATALOGUES PHOTOMÉTRIQUES

Nous bornerons cette étude aux trois catalogues photométriques suivants (il n'existe pas de grand catalogue visuel récent) :

1^o *Revised Harvard Photometry*, observée à Harvard College Observatory, sous la direction de E.-C. Pickering.

2^o *Potsdamer Durchmusterung*, observée à Potsdam, par Müller et Kempf.

3^o *Uranometria Oxoniensis*, observée sous la direction de Pritchard à Oxford.

Ces catalogues, que nous désignerons suivant l'usage par les initiales H. R., P. D., et U. O., ont été observés au moyen d'instruments aussi différents que possible, ainsi que nous l'expliquerons plus loin en détail. A Harvard, on employait un photomètre à polarisation, au moyen duquel on déterminait le rapport d'éclat de deux étoiles juxtaposées dans le champ par un système de miroirs. Le photomètre de Zöllner, en usage à Potsdam, comporte au contraire une étoile de comparaison artificielle, réglable grâce à deux nicols dont un mobile. L'observation consiste à rendre cette étoile égale successivement à toutes les étoiles du catalogue. Enfin, Pritchard opérait par la méthode d'extinction, dont l'idée lui appartient, et qui consiste à déterminer pour quelle densité optique disparaît une étoile, observée à travers un coin de verre neutre.

Pour fixer les idées quant à la précision obtenue par ces diverses méthodes, comparons les magnitudes fournies par les trois catalogues pour les étoiles les plus brillantes. Le tableau I contient les données nécessaires. Pour en faciliter l'étude, il a été reproduit graphiquement dans les figures 1, 2 et 3. Chacune de ces figures est un graphique dont chaque point correspond à une étoile et a pour coordonnées les valeurs que deux des catalogues attribuent à sa magnitude. Si les erreurs accidentelles étaient nulles, et si les trois échelles étaient conformes à la loi de Pogson, les points s'aligneraient suivant une parallèle à la première bissectrice des axes, dont l'ordonnée à l'origine fournirait la différence de zéro des deux échelles. On peut effectivement tracer pour chaque groupement, parallèlement à la première bissectrice, un axe moyen qui partage à peu près égale-

ment les points observés. Mais la dispersion de ces points de part et d'autre de la droite est considérable, certains écarts dépassant $0^m,4$. Pour voir si les écarts dépendent étroitement de la couleur de l'étoile, il suffit de distinguer par des signes différents, points ou croix, les étoiles blanches et les étoiles colorées, d'après leur classe spectrale. Le graphique Harvard-Oxford ne présente aucune sélection, mais les graphiques Harvard-Potsdam et Potsdam-Oxford en montrent une assez nette. Cependant, les écarts accidentels sont prédominants dans tous les cas.

TABLEAU I

LISTE DE 69 ÉTOILES BRILLANTES COMMUNES A DEUX DES CATALOGUES H. R., U. O., P. D.

N° (H. R.)	Sp.	MAGNITUDES			N° (H. R.)	Sp.	MAGNITUDES		
		H. R.	U. O.	P. D.			H. R.	U. O.	P. D.
2491	A	— 1,58	— 0,95	»	264	B	2,25	2,19	2,46
7001	A	+ 0,14	+ 0,14	+ 0,38	5793	A	2,31	2,23	2,58
1708	G	0,21	0,08	0,43	7796	F	2,32	2,26	2,48
5340	K	0,24	0,31	0,24	337	M	2,37	2,21	2,32
1713	B	0,34	— 0,03	»	21	F	2,42	2,32	2,56
2943	F	0,48	+ 0,50	0,72	6705	K	2,42	2,40	2,47
7557	A	0,89	1,04	1,12	4295	A	2,44	2,17	2,63
2061	M	0,92	0,96	»	1851-2	B	2,46	2,02	»
1457	K	1,06	1,12	1,15	168	K	2,47	2,41	»
5056	B	1,21	0,96	»	4554	A	2,54	2,30	2,68
2990	K	1,21	1,36	1,51	4357	A	2,58	2,55	2,92
6134	M	1,22	1,13	»	8162	A	2,60	2,57	2,78
7924	A	1,33	1,32	1,59	6378	A	2,63	2,42	»
3982	B	1,34	1,17	1,73	7949	K	2,64	2,45	2,72
2890-1	A	1,58	1,53	1,94	6175	B	2,70	2,78	»
4905	A	1,68	1,80	2,16	2095	A	2,71	3,03	2,87
1790	B	1,70	1,79	2,06	553	A	2,72	2,75	3,02
1903	B	1,75	1,85	»	5854	K	2,75	2,67	2,88
1791	B	1,78	1,79	2,01	7525	K	2,80	2,81	3,08
1017	F	1,90	1,93	2,16	5235	G	2,80	2,74	3,08
5191	B	1,91	1,77	2,26	403	A	2,80	2,89	2,96
1948-9	B	1,91	1,80	»	6148	K	2,81	2,67	3,01
2421	A	1,93	2,13	2,34	911	M	2,82	2,44	2,89
4301	K	1,95	1,89	2,04	1899	O	2,87	3,19	»
2088	A	2,07	1,94	2,21	6132	G	2,89	2,79	2,99
424	F	2,12	2,05	2,31	1577	K	2,90	2,87	2,83
6556	A	2,14	2,23	2,54	1203	B	2,91	3,09	3,13
15	A	2,15	2,05	2,42	1666	A	2,92	2,85	»
3748	K	2,16	2,22	»	6603	K	2,94	2,92	3,06
5054-5	A	2,17	2,09	2,38	4932	K	2,95	3,01	3,11
2004	B	2,20	2,42	»	1165	B	2,96	3,12	3,09
4534	A	2,23	2,07	2,62	1220	B	2,96	3,13	3,14
617	K	2,23	2,13	2,19	7528	A	2,97	2,79	3,18
188	K	2,24	2,42	»	6536	G	2,99	2,96	3,01
5563	K	2,24	2,26	2,26					

Précisons ces résultats, en les étendant à l'ensemble des étoiles visibles à l'œil nu, au moyen des statistiques établies par Pickering (*Annales de Harvard College Observatory*, 64, 119). Les tableaux II et III, à double entrée, lui sont em-

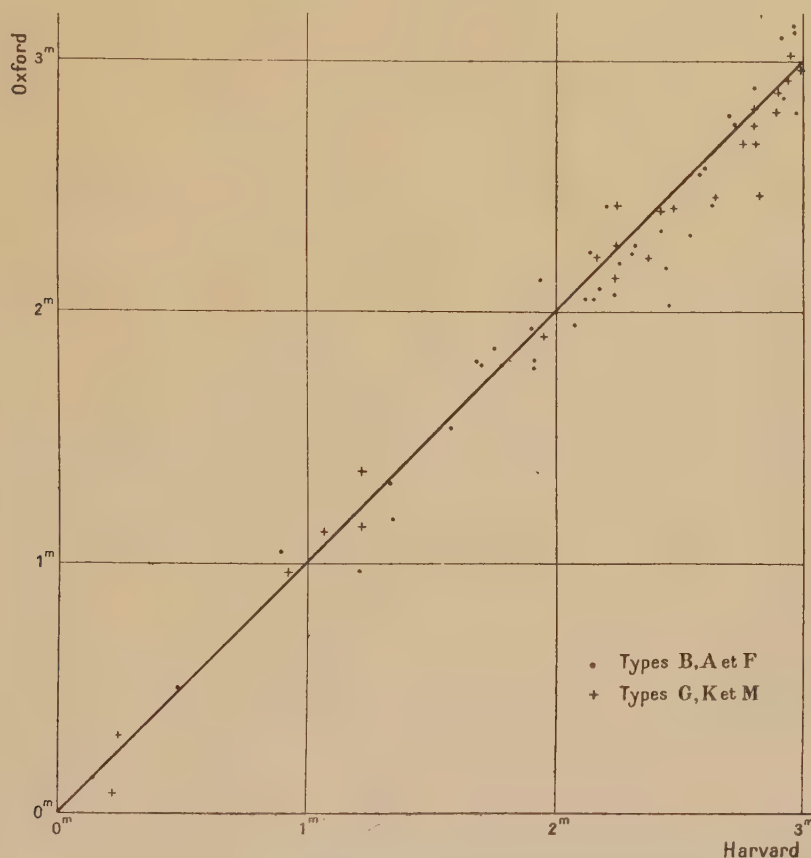


Fig. 1.

pruntés. Chaque colonne correspond à une classe spectrale donnée; chaque ligne, à une magnitude donnée. Les nombres des tableaux, exprimés en centièmes de magnitude, représentent la moyenne des écarts entre deux catalogues, pour les magnitudes des étoiles de la classe et de la magnitude données.

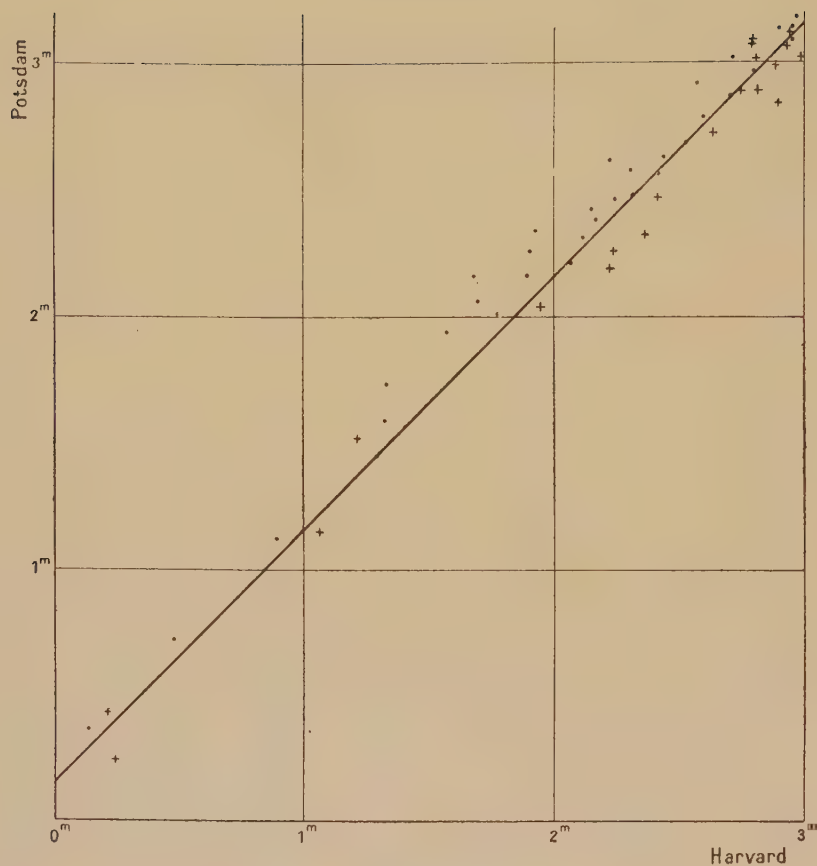


Fig. 2.

TABLEAU II

DIFFÉRENCES. OXFORD-HARVARD

MAGNITUDE	B	A	F	G	K	M	MOYENNE
Etoiles brillantes	0	0	1	- 3	- 3	9	- 2
4 ^m ,5	7	11	13	8	6	- 1	+ 8
5, 0	12	11	7	3	4	6	+ 7
5, 5	7	8	9	9	11	7	+ 9
6, 0	7	4	8	5	6	- 1	+ 5
6, 5	- 2	- 9	- 5	- 4	- 10	- 2	- 7
Moyenne	+ 6	+ 4	+ 6	+ 3	+ 3	+ 1	+ 4

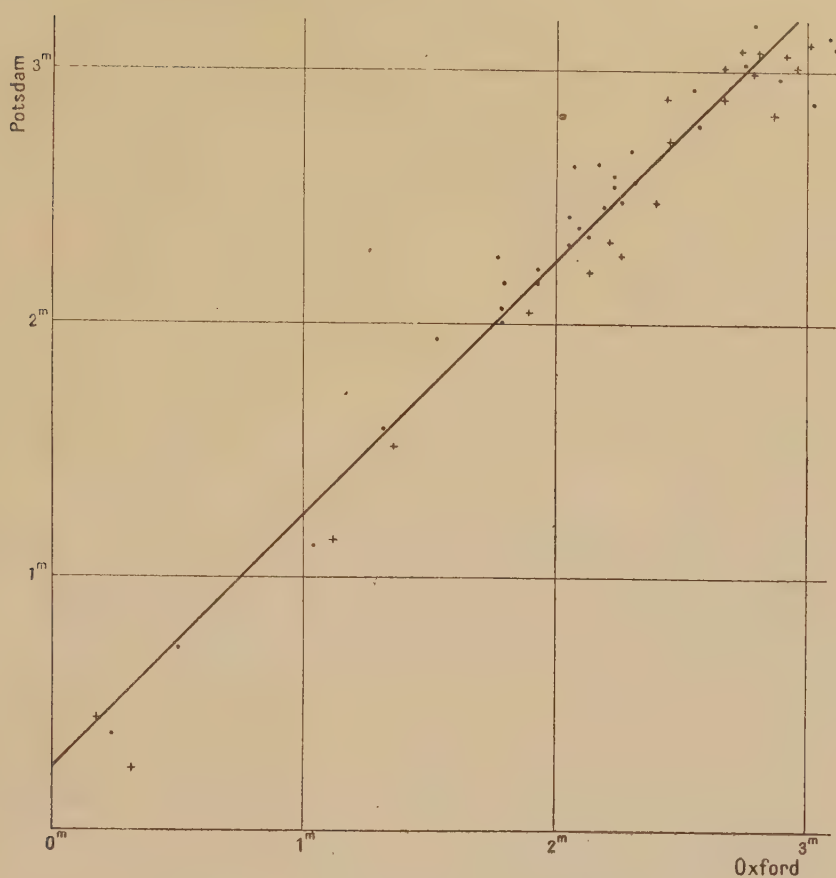


Fig. 3.

TABLEAU III

DIFFÉRENCES POSTDAM-HARVARD

MAGNITUDE	B	A	F	G	K	M	MOYENNE
Etoiles brillantes	23	23	17	15	7	1	+ 15
4 ^m ,5	22	21	19	10	1	— 9	+ 11
5, 0	23	25	16	9	2	— 7	+ 11
5, 5	27	27	18	9	— 1	— 10	+ 11
6, 0	30	33	22	13	1	— 9	+ 14
6, 5	37	32	23	14	1	— 10	+ 14
Moyenne	+ 26	+ 27	+ 19	+ 12	+ 2	— 8	+ 13

Le dernier nombre de chaque tableau, à droite en bas, fournit la moyenne générale des résidus, c'est-à-dire la différence de zéro des diverses échelles prises deux à deux. La variabilité des nombres donnés dans la colonne de droite montre que ces échelles *ne sont pas exactement parallèles* : il y a une équation de magnitude. De même, la variabilité des nombres de la dernière ligne met en évidence l'existence de l'équation de couleur : *la différence de zéro des échelles dépend de la classe spectrale*.

Ces premiers résultats ne peuvent surprendre, la photométrie des sources

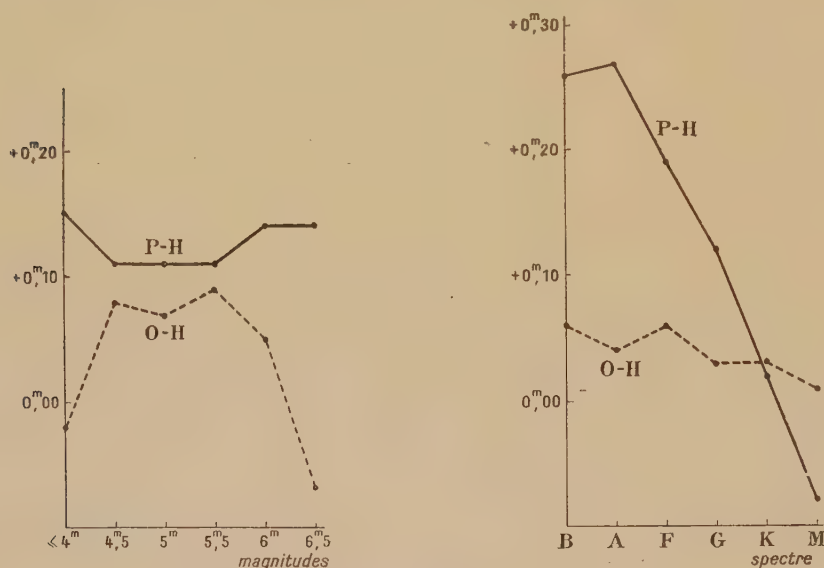


Fig. 4. — Equations de magnitude et de couleur.

colorées comportant une médiocre précision. Laissons à plus tard la discussion de cette importante question, et poursuivons l'étude des erreurs. Reprenons, étoile par étoile, les résidus Potsdam-Harvard et Oxford-Harvard, et corrigeons-les des écarts systématiques, fonction de la magnitude et de la classe spectrale, fournis par les tableaux II et III. Il n'est nullement nécessaire de faire ce travail pour les quelque dix mille étoiles de la Harvard Photometry, et nous en avons choisi seulement deux cents, prises au hasard dans ce catalogue (par petits groupes de 12 en 12 pages). Les résidus ont été corrigés comme il vient d'être dit, les nouvelles valeurs ayant un caractère purement accidentel. Leur moyenne ⁽¹⁾

(¹) Il s'agit naturellement de la moyenne arithmétique. La moyenne algébrique serait nulle si l'on avait étendu la statistique à la totalité des étoiles qui ont fourni les écarts systématiques des tableaux II et III. En fait, pour les 200 résidus utilisés ici, la moyenne algébrique a été trouvée égale à 0^m,02, nombre assez petit pour être considéré comme dépourvu de signification.

peut nous renseigner sur la précision des catalogues. On a ainsi obtenu :

$$\text{Potsdam-Harvard} = \pm 0^m,095$$

$$\text{Oxford-Harvard} = \pm 0^m,145$$

D'autre part, les graphiques ci-joints (fig. 5) montrent la répartition des

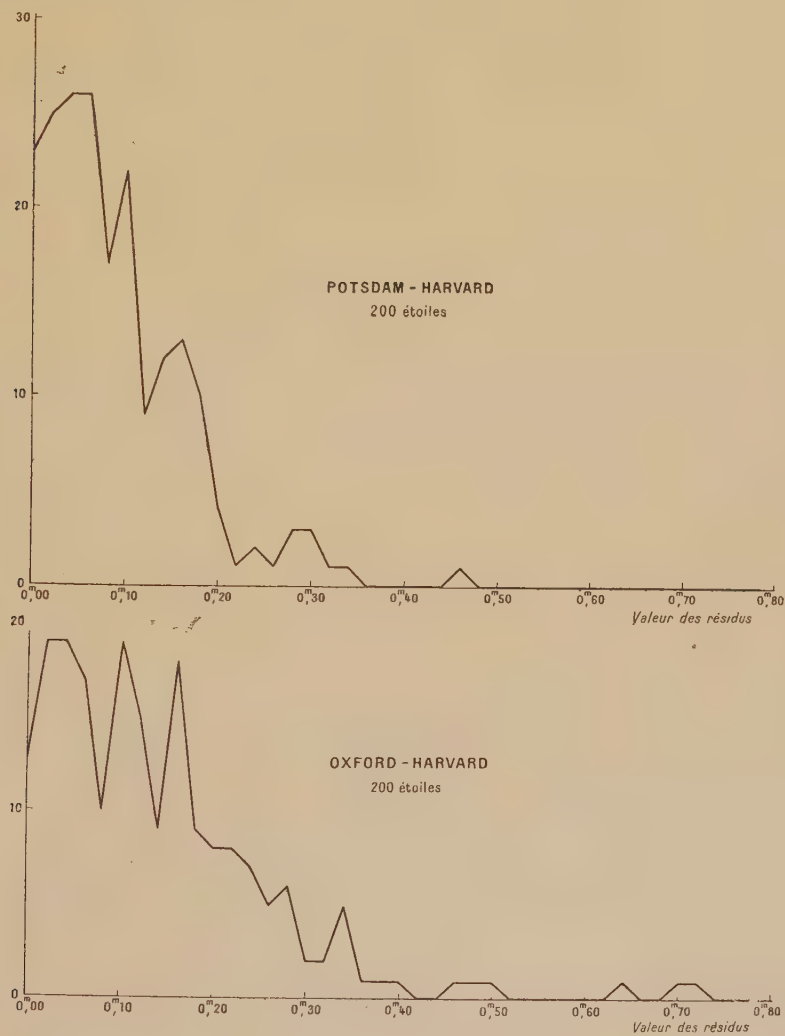


Fig. 5. — Répartition des écarts accidentels.

200 résidus en fonction de leur valeur arithmétique. La courbe Potsdam-Harvard est beaucoup plus régulière que la courbe Oxford-Harvard et elle descend beaucoup plus vite. On peut en conclure que le catalogue d'Oxford est moins

précis que les deux autres. Il repose du reste sur un nombre d'observations moins élevé, et, d'autre part, il est rapporté entièrement à la Polaire, qui, depuis lors, a été reconnue variable.

Les écarts moyens calculés ci-dessus ne peuvent pas nous donner, sans hypothèse supplémentaire, l'erreur moyenne de chacun des catalogues. Mais nous pouvons admettre en première approximation que cette erreur moyenne a la même valeur pour Harvard et pour Potsdam. En effet, la discussion des observations relatives à une même étoile a déjà fourni des indications sur l'erreur moyenne commise dans chacun des deux Observatoires. E.-C. Pickering l'évalue pour son compte à $0^m,07$, et Müller et Kempf à $0^m,06$ pour le leur. Si l'on calcule l'erreur moyenne de chacun des deux catalogues, supposée la même, à partir de leur écart moyen, $0^m,095$, on trouve $0^m,065$, c'est-à-dire la moyenne des valeurs annoncées par les deux groupes d'observateurs. Il y a donc accord entre toutes ces données.

M. Gallissot a calculé la valeur moyenne des écarts donnés par Pritchard pour les diverses observations photométriques de chaque étoile, dans l'*Uranometria Oxoniensis*. Il trouve ainsi $0^m,06$, de sorte que la précision de ce troisième catalogue serait égale, contrairement à ce que nous avons trouvé, à celle des deux autres. Pickering faisait déjà observer que l'accord des mesures faites en un même lieu — souvent le même soir — ne suffisait pas à caractériser la précision d'un catalogue, et qu'on avait tort d'y attacher tant d'importance. C'est qu'en effet, on néglige ainsi l'effet de certaines erreurs systématiques, comme par exemple la variabilité de l'étoile de comparaison. Dans le cas d'Oxford, c'est peut-être là la cause du désaccord entre les deux modes d'évaluation de l'erreur moyenne. Car, si nous rapprochons l'erreur moyenne du catalogue de Harvard, $0^m,07$, de la valeur moyenne des écarts Oxford-Harvard, soit $0^m,145$, nous sommes obligés d'admettre que l'erreur moyenne du catalogue d'Oxford atteint $0^m,13$, soit plus du double de celle que trouve M. Gallissot.

En définitive, nous sommes conduits à la double conclusion suivante :

1° Les grands catalogues sont affectés d'erreurs systématiques dépendant à la fois de la magnitude et de la classe spectrale, erreurs qui dépassent le dixième de magnitude, soit 10 p. 100.

2° Les erreurs accidentelles sont du même ordre de grandeur. Aucun catalogue n'atteint donc la précision moyenne du vingtième, ni même du dixième, et les écarts de 50 p. 100 ne sont pas rares.

On jugera du progrès qui reste à accomplir pour porter la photométrie stellaire absolue au niveau de précision qui est couramment atteint au laboratoire. Il est vrai qu'on y suit des règles précises souvent oubliées dans les observatoires

et qu'on y possède un outillage plus moderne. Mais il est juste d'ajouter que l'astronome rencontre un certain nombre de difficultés inconnues du physicien, et qui sont :

La coloration des étoiles, jointe au manque de lumière qui rend impossible la spectrophotométrie dans la plupart des cas,

Le caractère ponctuel des étoiles,

L'absorption atmosphérique.

Nous allons étudier successivement ces causes d'erreur.

CHAPITRE II

PHOTOMÉTRIE DES ÉTOILES COLORÉES

La comparaison photométrique des sources colorées intenses est impossible, puisque, en agissant sur l'une des sources sans changer sa composition spectrale, c'est-à-dire en affaiblissant dans le même rapport toutes les radiations qu'elle émet, on ne la rend jamais identique à l'autre. Quand les sources sont faibles, — c'est le cas ordinaire en photométrie stellaire, soit à l'œil nu, soit à l'aide de petits instruments — la comparaison devient possible, car la coloration n'est plus perceptible et l'on obtient une égalité apparente de sensation. Mais le résultat de la mesure est dépourvu de signification physique, puisque l'on rompt l'équilibre en affaiblissant simultanément les deux sources dans le même rapport sans changer leur composition spectrale. Le phénomène a été découvert dans le cas des plages lumineuses par Purkinje. Il a été étudié dans le cas des sources ponctuelles par M. Gallissot, qui en a confirmé l'existence, mais en montrant qu'il est alors renversé. Tandis que l'affaiblissement simultané d'une plage rouge et d'une plage bleue, primitivement égalisées, fait paraître plus brillante la plage bleue, l'inverse a lieu dans le cas des étoiles.

Le nombre brut que fournit la comparaison photométrique de deux étoiles de couleur différente dépend donc de l'instrument, de sa clarté, de la transparence de l'atmosphère, etc.. L'existence des équations de magnitude et de couleur est certainement liée pour une part à celle de ce phénomène.

Que faire, pour supprimer cette cause d'indétermination ? La solution complète du problème, fournie par la spectrophotométrie, est d'une mise en œuvre quasi impossible dans le cas des étoiles faibles, par suite du manque de lumière. La photométrie hétérochrome à travers des écrans colorés, plus ou moins sélectifs, fournit une solution approchée, encore que l'absorption par des écrans réellement sélectifs soit considérable et entraîne l'emploi d'une lunette de grand diamètre. Dans le cas très général où l'on observe des étoiles faibles avec un instrument de petite ouverture, on ne peut faire usage que d'écrans peu sélectifs, laissant passer toute la partie du spectre qui correspond au maximum du coefficient

de visibilité : vert, jaune, rouge. De tels écrans sont-ils efficaces ? Suffisent-ils à éliminer le phénomène de Purkinje; et par conséquent à donner un sens défini aux résultats des mesures ? Nous allons décrire des expériences instituées pour élucider ce point essentiel, comme aussi pour contrôler les importants résultats de M. Gallissot.

Voici d'abord quelques précisions sur ceux-ci. Tant que la magnitude des étoiles à comparer était plus petite que celles d'étoiles de magnitude $10^m,5$ ou 11^m , vues dans un réfracteur coudé de 32^{cm} , M. Gallissot observait le phénomène de Purkinje inversé, que nous appellerons dans la suite le phénomène de Gallissot. Au delà de cette magnitude, le phénomène redevenait peut-être normal, mais M. Gallissot n'est nullement affirmatif sur ce point.

Il sera plus commode de rapporter les magnitudes limites à l'échelle des étoiles vues à l'œil nu. En admettant une ouverture pupillaire nocturne de 6^{mm} , l'emploi d'un réfracteur non absorbant de 32^{cm} ferait gagner par rapport à la vision directe à l'œil nu, $8^m,6$. Les pertes instrumentales réduisent ce nombre à 8^m environ. Une étoile de magnitude $10^m,5$ à 11^m vue dans l'instrument, est donc identique à une étoile de magnitude $2^m,5$ à 3^m vue à l'œil nu. Le phénomène de Gallissot se produirait donc sûrement pour des étoiles de magnitude inférieure à $2^m,5$ (car, malheureusement pour la commodité du langage, l'échelle des magnitudes monte en sens inverse de celle des éclats). Mais pour les autres ? On a souvent affaire à des étoiles, ou à des images télescopiques d'étoiles, dont la magnitude dépasse $2^m,5$, notamment dans la méthode de Pritchard, qui consiste à éteindre les étoiles, c'est-à-dire à amener leurs images à la magnitude $6^m,5$ environ. Il y avait donc lieu de prolonger l'étude de M. Gallissot.

Notre dispositif expérimental (fig. 6) comporte une étoile double artificielle et un photomètre de Pickering. L'étoile double consiste en deux trous de $0,3^{\text{mm}}$ de diamètre, percés dans une mince feuille de laiton et distants de 15^{mm} . On les éclaire en plaçant derrière la feuille de laiton une lampe Argenta. L'un des trous est recouvert par un écran Wratten n° 86 A, rougeâtre, l'autre par un écran n° 78, bleuâtre. Chacun de ces écrans laisse passer tout le spectre, mais en l'affaiblissant progressivement, l'un du rouge vers le bleu, et l'autre en sens inverse. L'étoile rouge est de beaucoup la plus brillante, parce que la lampe Argenta donne elle-même une lumière assez pauvre en bleu. L'étoile double artificielle ainsi constituée ressemble beaucoup à β Cygni, mais nous verrons qu'elle est, en réalité, plus colorée.

Le photomètre de Pickering à polarisation se compose d'une lunette ⁽¹⁾ dans

(1) Voir chapitre VII, la description complète de l'appareil.

le corps de laquelle sont placés à partir de l'objectif ($d = 48\text{mm}$, $f = 50\text{cm}$, pour ces expériences) successivement un prisme biréfringent de Wollaston, puis un

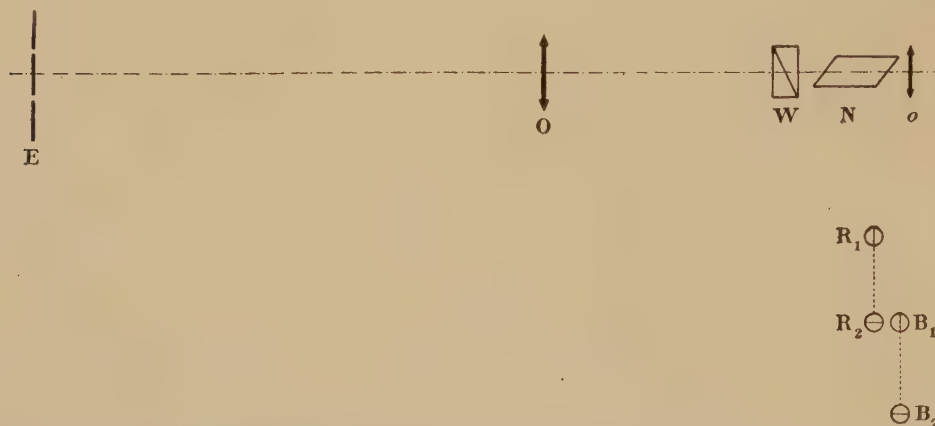


Fig. 6. — E, étoile double artificielle. — O, objectif. — W, biréfringent. — N, analyseur. — o, oculaire.
R₁, R₂, R₃, B₄, images polarisées des composantes rouge et bleue.

analyseur tournant, enfin l'oculaire. Le biréfringent donne deux images de chaque étoile. On juxtapose une image rouge et une image bleue polarisées à angle droit. En tournant le nicol, on réalise l'égalité des deux images. La lecture du

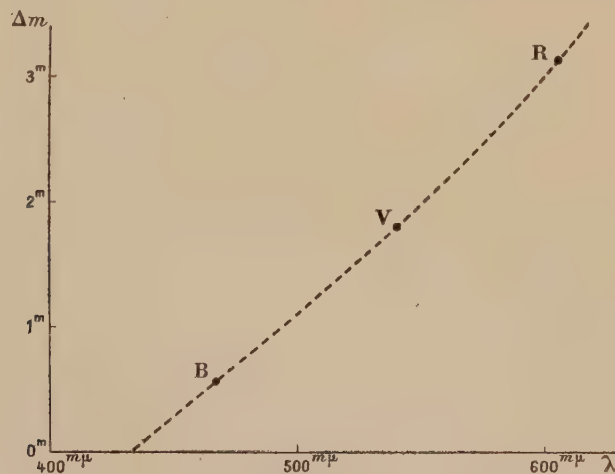


Fig. 7

cercle fournit par un calcul simple la différence de magnitude des composantes. Vus dans l'instrument, les deux points lumineux ont un diamètre apparent de $3'$ et on les dispose à $12'$ de distance. Un diaphragme iris les isole des autres images et l'on respecte les règles d'observation qui seront données plus loin.

Des mesures préliminaires ont d'abord fourni des données précises sur la composition spectrale des deux étoiles, données qui sont fréquemment omises dans les publications relatives à des expériences du même genre. Pour cela, on a déterminé la différence de magnitude Δm entre les deux composantes, en plaçant à l'oculaire divers écrans colorés très sélectifs. La précision des mesures atteint alors bien près de 3 p. 100, sur la moyenne d'un grand nombre de pointés. On a obtenu les résultats suivants :

$$\begin{array}{rcl} \lambda = 606 \text{ m}\mu & \Delta m = & 3^{\text{m}},06 \\ 545 & & 1, 80 \\ 467 & & 0, 56 \end{array}$$

Par interpolation, on obtient les valeurs suivantes de Δm pour les longueurs d'onde qui correspondent respectivement au maximum de sensibilité de l'œil et à celui de la plaque photographique :

ÉTOILE DOUBLE ARTIFICIELLE

$$\begin{array}{rcl} \lambda = 550 \text{ m}\mu & \Delta m = & 2^{\text{m}},0 \\ 435 & & 0, 0 \\ \text{Différence} \dots\dots & & 2, 0 \end{array}$$

La différence $2^{\text{m}},0$ représente l'indice de couleur relatif des deux étoiles, c'est-à-dire la différence de leurs indices de couleur respectifs. Or, le nombre que nous trouvons ici est à peu près égal à l'indice de couleur relatif des étoiles des types extrêmes B et M. A titre de vérification, j'ai effectué des mesures avec les mêmes écrans sélectifs pour le rouge et le vert sur l'étoile double β Cygni, dont les composantes sont respectivement de types Ko et Ao. Voici ce que j'ai trouvé :

 β Cygni.

$$\begin{array}{rcl} \lambda = 606 \text{ m}\mu & \Delta m = & 2^{\text{m}},64 \\ 545 & & 2, 04 \\ \text{Différence} \dots\dots & & 0, 60 \end{array}$$

La différence atteint $0^{\text{m}},60$ pour β Cygni, et $1^{\text{m}},26$ pour l'étoile double artificielle : la coloration de cette dernière est donc deux fois plus prononcée. Les expériences dont on va lire la description ont donc porté sur deux étoiles de colorations vraisemblables, quoique situées à la limite des colorations stellaires réelles.

Passons maintenant au détail des expériences finales. On commence par déterminer Δm , sans écran coloré, les étoiles apparaissant donc avec leurs couleurs propres. On effectue par exemple 10 pointés, l'étoile rouge étant à droite de l'étoile bleue, puis on recommence après l'avoir placée à gauche. Ceci fait, on interpose entre l'étoile double et le photomètre un secteur tournant, qui affai-

blit dans un rapport connu les deux composantes sans en modifier la composition spectrale. On détermine Δm pour diverses ouvertures du secteur. On répète les observations plusieurs fois, à quelques jours d'intervalle, afin d'éliminer les influences momentanées. L'aide qui fait les lectures du cercle a soin de faire se succéder les diverses ouvertures du secteur dans un ordre quelconque dont l'observateur n'est pas averti : ce dernier ignore également le résultat des lectures, de sorte qu'il ne peut y avoir aucune influence psychologique.

Les résultats d'ensemble sont donnés par le tableau IV et les figures 8 et 9. M. G. Rougier a bien voulu prendre part à ces observations ; le tableau IVa renferme les résultats qu'il a obtenus successivement avec les deux yeux. On a séparé également les mesures faites, l'étoile rouge étant à droite, des mesures faites cette étoile étant à gauche. Nous aurons à revenir dans un autre chapitre sur la différence qu'elles présentent (équation de position).

Il était intéressant de connaître la magnitude apparente des étoiles telles qu'elles apparaissaient aux observateurs, dans le photomètre, au moment de l'égalisation. Il suffit du reste de faire cet étalonnage pour une ouverture donnée du secteur, on en déduit la magnitude apparente pour les autres ouvertures. On a constaté par exemple que, lorsque le secteur tournant marquait 4° , les étoiles étaient de magnitude 3^m .

Examinons d'abord les résultats moyens pour chaque observateur, en laissant à plus tard l'étude de l'équation de position. Si le phénomène de Purkinje-Gallissot n'existait pas, on trouverait une valeur constante pour Δm . La variabilité de Δm prouve l'existence du phénomène, et renseigne immédiatement sur le sens dans lequel il se produit.

TABLEAU IV a
(M. G. ROUGIER)

SECTEUR	MAGNITUDE	VALEURS OBSERVÉES POUR Δm				MOYENNE
		ROUGE A DROITE		ROUGE A GAUCHE		
		œil g.	œil d.	œil g.	œil d.	
180°	— 1 ^m ,1	2 ^m ,13	2 ^m ,22	1 ^m ,40	1 ^m ,51	1 ^m ,81
64	0, 0	03	01	69	82	89
32	+ 0, 7	14	05	77	81	94
16	1, 5	20	30	89	90	2, 07
8	2, 2	37	48	90	93	17
4	3, 0	56	77	2, 09	87	32
2	3, 7	57	64	1, 94	91	26
1	4, 5	37	45	2, 08	95	21
0,5	5, 2	37	18	01	88	11

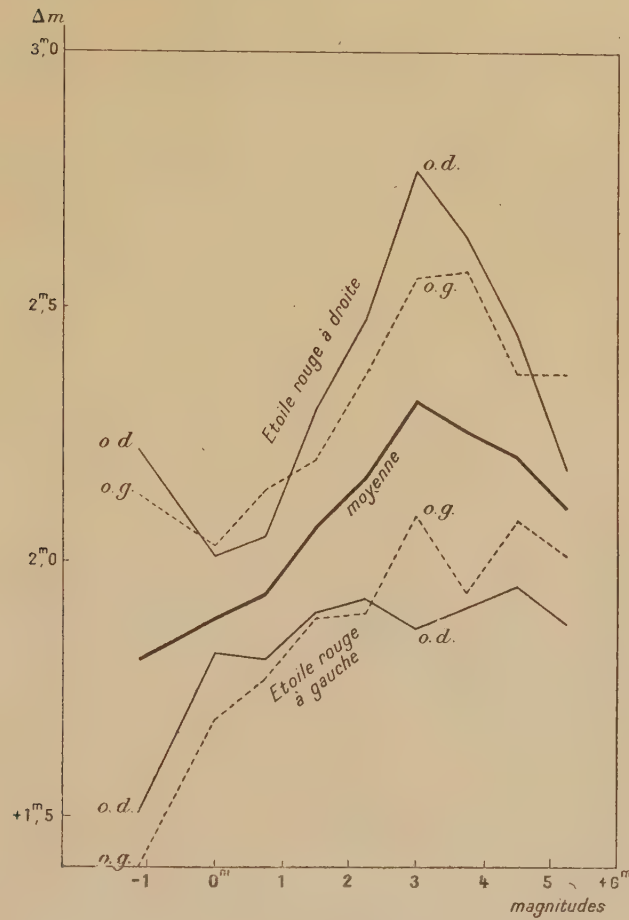


Fig. 8. — Phénomène de Purkinje, M. G. ROUGIER.

TABLEAU IV b

(M. DANJON)

180°	— 1 ^m ,1	2 ^m ,15	2 ^m ,28	2 ^m ,21
64	0, 0	15	42	29
32	0, 7	35	51	43
16	1, 5	24	49	37
8	2, 2	32	47	39
4	3, 0	28	43	35
2	3, 7	30	49	39
1	4, 5	17	38	28
0,5	5, 2	16	37	27

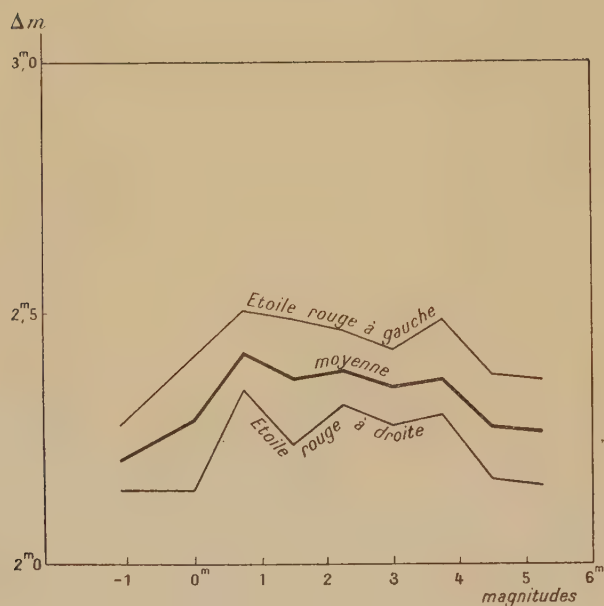


Fig. 9. — Phénomène de Purkinje, M. A. Danjon.

On voit d'abord que le phénomène de Gallissot se produit réellement pour les magnitudes inférieures à 3^m. La dernière colonne des tableaux IV le montre, ainsi que la courbe en trait fort des figures 8 et 9. En effet, Δm croît avec la magnitude, l'étoile rouge étant la plus brillante, et son éclat décroissant moins vite, en apparence, que celui de l'étoile bleue.

Mais, si la magnitude dépasse 3^m, le phénomène change de sens et redevient normal : c'est le phénomène de Purkinje proprement dit. Une expérience directe confirme ce point. J'ai prié M. Rougier d'en effectuer les observations, l'amplitude du phénomène de Purkinje-Gallissot étant plus grande pour lui que pour moi. Le secteur tournant étant mis à 1°, on cherche pour quelle position de l'analyseur disparaissent chacune des deux étoiles en vision directe — en vision oblique, elles seraient visibles plus longtemps. Les angles étant comptés à partir de la coïncidence des sections principales, on trouve qu'il faut un affaiblissement de 4^m,7 à partir de l'éclat maximum pour éteindre l'étoile rouge. Si la différence Δm avait encore la valeur moyenne qu'on a trouvée dans les premières mesures, soit environ 2^m,1, un affaiblissement de :

$$4^{\text{m}},7 - 2^{\text{m}},1 = 2^{\text{m}},6$$

devrait suffire pour éteindre l'étoile bleue. Or, il a fallu une magnitude de plus,

soit $3^m,6$. Le phénomène normal de Purkinje se produit donc encore au seuil de perception. Les deux yeux ont donné exactement le même résultat.

Le tableau IV met en évidence de grandes différences individuelles. Mes observations sont affectées par le phénomène de Purkinje-Gallissot à un moindre degré que celles de M. Rougier. D'autre part, je note constamment des valeurs de Δm supérieures aux siennes. Tout se passe donc comme si j'avais un coefficient de visibilité pour le bleu inférieur à celui de M. Rougier. On voit combien il serait

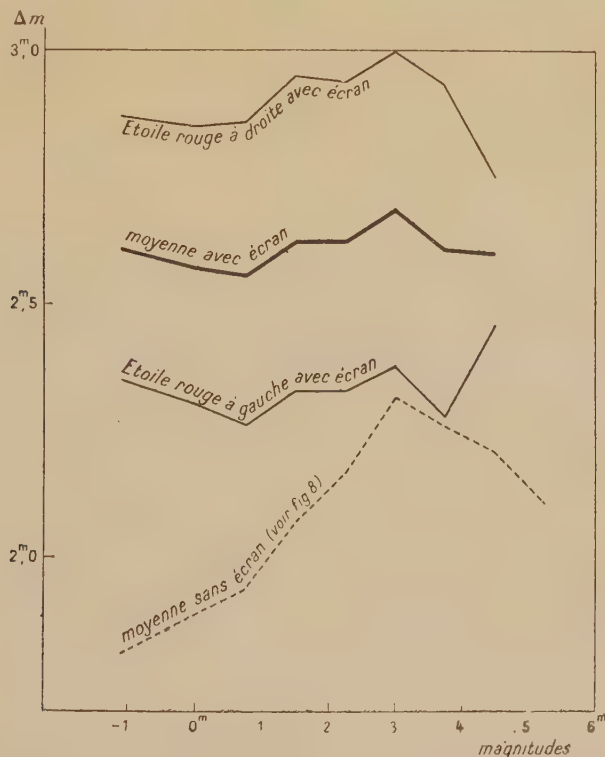


Fig. 10. — Élimination du phénomène de Purkinje par un écran peu sélectif. M. G. ROUGIER

désirable que tout observateur étudie avec soin sa propre vision, afin de connaître avec exactitude ses équations personnelles.

Revenons au problème déjà posé : l'emploi d'un écran faiblement teinté en jaune suffit-il à éliminer les effets du phénomène de Purkinje ? Les expériences de Macé de Lépinay ont montré que le phénomène normal, dans le cas des plages, cesse de se produire si l'on élimine les radiations de longueur d'onde inférieure à $507 \text{ m}\mu$. La conclusion ne s'étend pas nécessairement au phénomène de Gallissot, et il y a lieu de faire la vérification dans ce cas nouveau. Je me suis encore adressé, pour le faire, à M. Rougier, qui a repris toutes les mesures du tableau IV,

avec, cette fois, un écran orangé, de marque Wratten, n° 21, entre l'œil et l'oculaire. Les résultats de ces mesures sont inscrits dans le tableau V, et représentés graphiquement dans la figure 10.

TABLEAU V

(M. G. ROUGIER, ŒIL DROIT). ÉCRAN WRATTEN 21

SECTEUR	MAGNITUDE	ROUGE à dr.	ROUGE à g.	MOYENNE
180°	— 1 ^m ,1	2 ^m ,87	2 ^m ,35	2 ^m ,61
64	0, 0	85	30	57
32	0, 7	86	26	56
16	1, 5	95	33	64
8	2, 2	94	33	63
4	3, 0	3, 00	38	69
2	3, 7	2, 93	28	61
1	4, 5	75	46	60

La moyenne générale est passée de 2^m,09 à 2^m,61, ce qui est naturel, puisqu'on a supprimé les radiations bleues. Quant à l'amplitude des variations de Δm , elle est tombée de 0^m,51 à 0^m,13. La courbe en trait fort de la figure 10 conserve des inflexions qui rappellent celles de la figure 8 (courbe reproduite en pointillé). Mais l'amélioration n'en est pas moins très appréciable et le fait est d'autant plus intéressant que la différence de coloration des deux étoiles était loin d'être supprimée. L'écran Wr. 21 accroît donc très notablement la qualité des mesures, tout en ne réduisant que fort peu la magnitude apparente des étoiles. Il est couramment employé à l'Observatoire de Strasbourg pour les comparaisons photométriques stellaires, même à l'œil nu ou à la jumelle. La limite pratique de sa transparence se trouve vers 545 m μ . Voici, du reste, quelques valeurs de son coefficient de transparence :

ÉCRAN ORANGÉ WRATTEN N° 21

$\lambda = 540$ m μ	Transm. = 0,5 %
560	52,5
580	90
600	98
700	100

(d'après le catalogue de la Maison Wratten).

Le bénéfice que l'on peut tirer de l'emploi d'un écran même peu sélectif m'était apparu dès le début de mes observations célestes. Ainsi, j'avais constaté, en 1923,

qu'il était impossible de comparer sans écran les deux composantes de β Cygni, avec le photomètre de Pickering que je venais de monter sur le grand réfracteur de Strasbourg ; les colorations des composantes se montraient beaucoup trop différentes. Il s'agissait du reste de points stellaires très intenses, de magnitude voisine de -4^m dans l'instrument. L'interposition de l'écran 21 ne supprimait pas toute différence ; mais les comparaisons devenaient possibles. En 43 séries de 40 pointés chacune, j'obtins une valeur moyenne de Δm égale à $2^m,46$, avec un écart moyen de $0^m,048$ par série. D'autres séries de mesures, effectuées avec les écrans plus sélectifs n° 25 (rouge) et n° 58 (vert) m'ont donné respectivement des différences Δm de $2^m,64$ et $2^m,04$, avec des écarts moyens de $0^m,031$ et $0^m,023$. L'écran peu sélectif donne donc des mesures deux fois plus dispersées, mais il ne semble pas y avoir d'erreur systématique importante, la valeur de Δm qu'il fournit se plaçant entre les valeurs en rouge et vert, à peu près comme on pouvait l'attendre *a priori*. On ne doit pas oublier que l'écran orangé peut être employé avec de petits instruments, il fait perdre beaucoup moins d'étoiles que les deux autres.

L'écart que présentent les pointés faits avec l'étoile rouge à droite, puis à gauche de la bleue sera étudié à sa place, il n'est pas sensiblement diminué par l'interposition de l'écran, mais il est nettement régularisé ; c'est à ce titre qu'il y avait lieu d'en faire état ici.

Il nous reste à examiner l'influence de l'instrument employé. Les photomètres astronomiques sont habituellement montés sur des réfracteurs. Le spectre secondaire de l'objectif joue alors un rôle au moins aussi important que l'absorption par les verres de l'objectif. Voici le diamètre apparent de la tache de diffusion que donne le grand objectif de Strasbourg ($d = 486$ millimètres, $f = 692$ centimètres) lorsque l'on met au point sur le foyer minimum (jaune-vert). Il n'a pas été tenu compte de la diffraction.

$\lambda = 380 \text{ m}\mu$	$d = 125''$		$\lambda = 540 \text{ m}\mu$	$d = 1'',5$
400	85		560	0, 3
420	55		580	0, 0
440	35		600	0, 5
460	23		620	1, 7
480	13		640	3, 2
500	7		660	5, 0
520	4		680	7, 0

L'image est donc un gros point lumineux jaunâtre entouré d'une auréole bleue et violette. On peut admettre que la tache centrale, qui constitue à proprement parler l'image stellaire, ne peut avoir un diamètre rétinien supérieur à $5'$. Toute la lumière qui tombe au delà de cette limite forme l'auréole et n'est pas comprise dans la comparaison photométrique. Ainsi, avec un grossissement de 100 fois,

l'image comprend seulement les radiations de 530 à 640 $m\mu$. Est-ce à dire que la lunette joue le rôle dévolu à l'écran coloré et que ce dernier soit alors inutile ? Non, au contraire, car il importe de faire disparaître l'auréole violette qui ne peut que troubler les comparaisons.

Soit un objectif homothétiquement dix fois plus petit. Le même oculaire donnera un grossissement de 10 fois. Tout le spectre à partir de 450 $m\mu$ sera alors concentré dans la tache centrale, et le phénomène de Purkinje se produira avec intensité : l'écran est encore nécessaire.

Notons enfin un effet du spectre secondaire, très apparent dans le cas des grands instruments : la mise au point dépend de la couleur de l'étoile. Ainsi, dans le réfracteur de Strasbourg, les variables à longue période, pour la plupart très fortement colorées en rouge-orangé, ne sont pas vues au point en même temps que les étoiles voisines, plus blanches. La différence rend aléatoire la comparaison directe, sans écran, de la variable et des étoiles voisines, comparaison déjà si incertaine du fait des colorations elles-mêmes.

CHAPITRE III

DISCUSSION DES CATALOGUES

Nous bornerons cette étude, déjà longue, aux étoiles comprises dans la *Revised Harvard Photometry*, c'est-à-dire visibles à l'œil nu par une très belle nuit. Cette restriction ne doit pas être perdue de vue si l'on cherche à rapprocher ce qui suit des conclusions obtenues par divers autres auteurs.

Commençons par préciser les conditions dans lesquelles les catalogues visuels ont été observés.

A Harvard, les mesures sont faites au photomètre méridien. Cet instrument comprend deux objectifs voisins, précédés de deux prismes ou de deux miroirs à 45°, susceptibles de tourner autour de l'axe des objectifs qu'ils recouvrent. Ils permettent de renvoyer dans la double lunette, orientée normalement au méridien, la lumière des étoiles qui passent au méridien, à des hauteurs quelconques. Au foyer commun, on juxtapose les images de l'étoile à mesurer et d'une étoile étalon qui, dans la majorité des cas, est l'étoile λ Ursae Minoris. Un biréfringent puis un nicol mobile, permettent l'égalisation comme il a été dit plus haut. L'instrument ne comporte bien entendu qu'un seul oculaire. Comme la plupart des étoiles de la H. R. sont de magnitude inférieure à celle de l'étoile de comparaison, les mesures se font à éclat constant ou à peu près constant, la marge de variation étant seulement de 0^m,75. Il en résulte un avantage évident en ce qui concerne le phénomène de Purkinje : s'il se produit, son intensité doit être indépendante de la magnitude, pour un observateur donné.

Le premier Photomètre Méridien avait des objectifs de 40 millimètres environ, et un grossissement d'une quinzaine de fois. Le grand Photomètre Méridien qui lui fut bientôt substitué a des objectifs de 105 millimètres et un grossissement de 29 fois. Le premier possédait des prismes à réflexion totale, le second des miroirs de verre argenté. L'absorption de ces optiques compliquées croît probablement du rouge au violet ; d'autre part, les dimensions du grand Photomètre Méridien permettent de penser que le rôle de sélection du spectre secondaire n'y est pas négligeable, le violet et l'indigo devant être éliminés de l'image.

Mais le bleu n'est ni suffisamment affaibli, ni suffisamment dispersé pour que le phénomène de Purkinje ne se produise pas. L'observation portait sur des points stellaires qui, compte tenu de la faible clarté de l'instrument, étaient de magnitude apparente $2^m,5$ à 3^m , c'est-à-dire à la limite où le phénomène de Purkinje change de sens. Il affectait donc vraisemblablement toutes les mesures de la même manière, pour un observateur donné. En d'autres termes, pour chaque couleur, l'échelle de Harvard est probablement régulière, c'est-à-dire conforme à la loi de Pogson. Mais il existe vraisemblablement entre les échelles de Harvard et celles que l'on obtiendrait avec un écran jaune, une équation de couleur, assez importante, fonction de la classe spectrale. Au contraire, l'équation de magnitude serait nulle (plus exactement constante).

La discussion du catalogue de Potsdam est moins aisée. Il a été observé au moyen du photomètre de Zöllner à étoile artificielle. L'intensité de la source étalon est réglée au moyen de deux nicols dont un mobile. *A priori*, on obtient ainsi une échelle de magnitudes régulière, à supposer que le système de gradation satisfasse à la loi de Malus. La lumière qui traverse les nicols étant à peu près parallèle, il suffit que la rotation du nicol se fasse exactement autour de l'axe du faisceau lumineux. Si cette condition a été remplie à la fois dans les instruments de Potsdam et de Harvard, les échelles des deux catalogues doivent coïncider, pour une même classe spectrale, à une constante près, bien entendu.

Malheureusement pour leur homogénéité, les mesures de Potsdam ont été obtenues au moyen de plusieurs instruments différents. Le photomètre D est un réfracteur de 135 millimètres à l'oculaire duquel est placé un photomètre de Zöllner. Le grossissement, probablement supérieur à 25, n'est pas indiqué, à ma connaissance. On dit seulement qu'il dépasse celui du photomètre C. Ce dernier instrument est en réalité triple, puisqu'il fonctionne avec 3 objectifs différents : soit au total 4 appareils dont voici les caractéristiques.

INSTRUMENT	OUVERTURE	GROSSISSEMENT	LIMITE D'EMPLOI
D	135 mm.	?	$m > 5^m$
C _I	67 —	17,5	$3^m,5$ à $6^m,5$
C _{II}	36,5 —	8,5	2, 0 à 5, 5
C _{III}	21,5	3,3	Etoiles br.

L'absorption instrumentale et le spectre secondaire sont à peu près négligeables dans les diverses combinaisons C ; il en est autrement dans le cas de l'instrument D qui se comporte à cet égard comme le grand Photomètre Méridien de Harvard.

L'existence de différences systématiques entre les mesures faites aux divers

photomètres, vraisemblable *a priori*, a été confirmée par l'expérience. Il suffit de lire la préface du *Generalkatalog* pour s'assurer qu'il ne s'agit pas de différences constantes, faciles à déterminer et à corriger, mais de corrections variables avec la magnitude, et dont l'évaluation ne laisse pas d'être arbitraire. L'observation ayant mis en évidence une différence, fonction de la magnitude, entre les mesures des mêmes étoiles, aux photomètres D et C_I , on a réparti cette différence entre les deux instruments de la manière suivante. On a admis que les mesures obtenues à l'aide de chacun d'eux devaient subir des corrections dépendant seulement de la magnitude apparente de l'étoile vue dans l'appareil. Ainsi, on convenait de faire subir la même correction aux mesures d'une étoile de magnitude 6^m , avec le photomètre D, et à celles d'une étoile de magnitude $4^m,7$ vue dans le photomètre C_I parce que ce dernier appareil fait gagner $1^m,3$ de moins que le premier. Cette convention faite, il devenait facile de dresser la table de correction, en partant des différences systématiques observées entre les deux appareils, pour les mêmes étoiles. Mais il serait bien difficile de justifier la convention, et plus difficile encore de dire pourquoi on ne l'a pas étendue aux autres combinaisons C_{II} et C_{III} . Müller et Kempf ayant constaté que, dans un domaine étroit, les différences $C_I - C_{II}$ sont négligeables, ils en concluent que ces différences sont toujours nulles. Mais si l'on avait transposé la table de correction de manière à l'appliquer au photomètre C_{II} , il se trouve justement que, dans le domaine en question, les corrections eussent été négligeables. Rien ne prouve non plus que les mesures faites avec le photomètre C_{III} n'eussent pas dû subir la même correction.

L'existence de corrections variables avec la magnitude ne se peut rattacher qu'à celle du phénomène de Purkinje ; mais suivant quel mécanisme ? L'examen attentif de la liste des étoiles fondamentales, au nombre de 152, auxquelles on a rattaché toutes les autres étoiles, suggère une explication vraisemblable. Ces fondamentales appartiennent à toutes les classes de coloration, mais en proportion variable avec la magnitude. En effet, si l'on en fait le dénombrement, on trouve que les plus brillantes sont en majorité colorées (62 p. 100), tandis que les plus faibles sont en majorité blanches (69 p. 100).

MAGNITUDE	NOMBRE DES ÉTOILES	
	BLANCHES	COLORÉES
$< 5^m,5$	16	26
$> 5, 5$	76	34

Ont été comptées comme étoiles blanches celles qui sont notées à Potsdam W à GW +, comme colorées toutes les autres. En réalité, ces classes de coloration ne correspondent pas exactement aux classes spectrales, comme l'a montré Parkurst, mais la statistique ne serait pas sensiblement modifiée si l'on s'adressait aux classes de Harvard.

Ceci posé, nous voyons, en feuilletant le journal des zones de Potsdam, que les observations faites au photomètre C reposent sur les fondamentales les plus brillantes, alors que les mesures faites au photomètre D sont rapportées à l'ensemble des fondamentales. Mais alors, le phénomène de Purkinje affecte de manière différente les étoiles des diverses magnitudes, d'où, peut-être, les corrections trouvées par Müller et Kempf, et qui atteignent le dixième de magnitude. Resterait à savoir si leur mode de correction est légitime, nous n'avons aucun moyen d'en décider.

Il est probable que le phénomène de Purkinje s'est produit le plus souvent, à Potsdam, dans le sens noté par M. Gallissot, car le changement d'objectif avec la magnitude à observer, a compensé la variation de celle-ci, et les mesures ont toujours porté sur des images stellaires brillantes. Mais en réalité, la compensation n'était que partielle, puisque l'on gagnait une magnitude d'un photomètre au suivant, tandis que les groupes d'étoiles observés perdaient en moyenne deux grandeurs. Il est donc probable que, dans l'ensemble, le phénomène de Gallissot affecte les échelles relatives aux étoiles blanches, dont la régularité est douteuse *a priori*.

Notons encore que le rattachement des étoiles très brillantes au système de Potsdam s'est fait d'une manière arbitraire. Ces étoiles avaient été observées antérieurement à propos d'un autre travail. On s'est borné à déterminer la correction d'échelle. Il y a donc lieu de leur faire une place à part dans la discussion.

Il serait intéressant de connaître la couleur de l'étoile artificielle de comparaison. Faisait-on usage du colorimètre à quartz perpendiculaire, et comment ? Müller et Kempf se bornent à dire qu'il était fixé *auf eine mittlere Sternfarbe* sans préciser si cette couleur moyenne est restée invariable, ou bien si on la déterminait chaque soir.

Abordons maintenant la comparaison des catalogues de Potsdam et Harvard ; reprenons les nombres du tableau III qui donnent les résidus Potsdam-Harvard. Réunissons d'une part les étoiles blanches (B, A, F), d'autre part les étoiles colorées (G, K, M), la limite spectrale des deux groupes correspondant à l'intervalle F2-F5. Pour mieux suivre la marche des équations avec la magnitude, séparons les étoiles appelées par Pickering « brillantes » en deux autres groupes séparés par la limite 3^m. Ceci exige un nouveau dénombrement à partir

des catalogues eux-mêmes. On obtient en définitive le tableau VI, plus commode à discuter que le tableau III.

TABLEAU VI
ECARTS POTSDAM-HARVARD

MAGNITUDES	ÉTOILES BLANCHES	ÉTOILES COLORÉES
$2^m,99$	$+ 0^m,27$ (corr. $+ 16$)	$+ 0^m,13$ (corr. $+ 2$)
$3^m,00$ à $4^m,24$	19	05
$4, 25$ à $4, 74$	21	01
$4, 75$ à $5, 24$	21	01
$5, 25$ à $5, 74$	24	- 01
$5, 75$ à $6, 24$	28	+ 02
$6, 25$ à $6, 75$	31	02

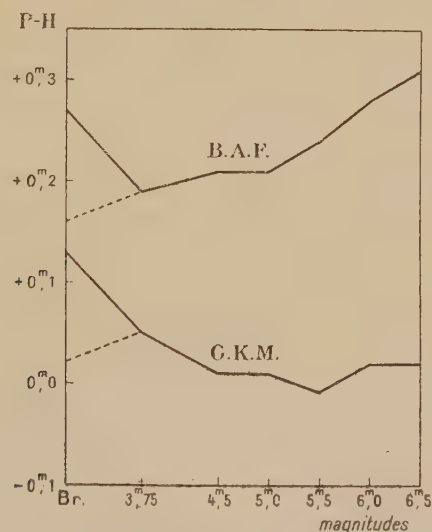


Fig. 11. — Ecart systématique Potsdam-Harvard. Le pointillé correspond à la correction proposée pour les magnitudes de Potsdam.

Le cas des étoiles colorées, plus simple, doit être discuté le premier. La mesure de ces étoiles échappant plus ou moins aux effets du phénomène de Purkinje, on est en droit d'attendre de leurs échelles un parallélisme satisfaisant. En effet, les résidus de la dernière colonne s'écartent peu de leur moyenne, $+ 0^m,02$, si l'on excepte les étoiles très brillantes : nous avons déjà signalé le caractère arbitraire de leur rattachement au système de Potsdam, et nous sommes en droit de suspecter ce catalogue, et non celui de Harvard. Une correction de $- 0^m,11$ appliquée aux magnitudes de Potsdam inférieures à 3^m ferait rentrer les étoiles bril-

lantes dans la règle générale. Cette correction se trouve précisément égale à celle qu'on aurait été amené à faire subir aux magnitudes des étoiles brillantes observées au photomètre C_{II} (et qui aurait naturellement affecté la correction d'échelle à l'aide de laquelle on a incorporé au système de Potsdam les magnitudes anciennement observées pour les étoiles brillantes), si l'on avait étendu aux mesures faites avec ce photomètre les tables de correction dressées pour les photomètres D et C_I (voir plus haut, p. 27).

Le cas des étoiles blanches réserve d'autres difficultés. Si nous appliquons aussi à ces étoiles la correction de $-0^m,11$ pour les magnitudes inférieures à 3^m , l'écart Potsdam-Harvard croît très régulièrement avec la magnitude. M. Gallissot a montré que ce fait s'expliquait par l'existence du phénomène de Purkinje inversé, affectant les mesures de Potsdam. En effet, l'erreur commise à Potsdam sur les magnitudes des étoiles bleues ou blanches doit croître, tandis qu'elle reste constante à Harvard où l'on opère à éclat constant. La différence Potsdam-Harvard doit donc croître, comme cela a lieu. Müller et Kempf attribuaient au phénomène de Purkinje normal, affectant les mesures de Harvard, cette variation des écarts qu'ils avaient déjà remarquée ; mais cette interprétation n'est pas soutenable.

A priori, on pourrait penser que les écarts Potsdam-Harvard doivent s'annuler pour les étoiles de magnitude 7^m , puisque c'est au voisinage de cette magnitude que l'on observe à Harvard. Si le phénomène de Purkinje ne présentait pas un caractère nettement individuel, il affecterait de manière identique les étoiles de magnitude 7^m , observées à Harvard au grand Photomètre Méridien, et à Potsdam au photomètre D. Or, nous constatons que les écarts atteignent en moyenne $0^m,3$ pour cette magnitude. On est conduit à admettre, sans autre preuve malheureusement, mais avec beaucoup de vraisemblance, que la valeur élevée de ce résidu s'explique par des différences individuelles. Tout se passe comme si Pickering et ses assistants étaient plus sensibles aux radiations bleues, et au phénomène de Purkinje, que ne l'étaient à Potsdam Müller et Kempf. Entre les deux groupes d'observateurs, il y avait probablement la même différence qu'entre M. Rougier et moi. On doit regretter que les observateurs se soient bornés à de vagues dissertations sur le phénomène de Purkinje, sans même en aborder l'étude directe.

Bien entendu, l'élimination du phénomène de Purkinje par un écran jaune reste dans tous les cas une nécessité. Le propre des équations personnelles est de varier avec le temps et les circonstances et l'on ne doit rien négliger pour en supprimer les effets. L'examen des divers catalogues partiels dont la *Revised Harvard Photometry* n'est qu'un résumé, est particulièrement instructif à cet égard.

Voici, en effet (*Annales de H. C. O.*, 76, p. 16), les valeurs des différences entre les résidus des étoiles de types B et M, par rapport aux magnitudes finales de la H. R. Ces nombres, dont quelques-uns ont une valeur considérable, mesurent l'équation de couleur de chaque catalogue partiel par rapport au catalogue définitif. On ne peut les attribuer qu'à des variations individuelles du phénomène de Purkinje.

N° du cat. partiel.	B-M
—	—
H. A. 14	— 0 ^m ,02
23	— 14
24-1	+ 02
24-4	— 01
34	+ 11
44	— 04
45	— 07
46-1	+ 15
46-2	+ 33

Entre Potsdam et Harvard, la même différence atteint + 0^m,34, soit très sensiblement le résidu du catalogue H. A. 46-2.

En résumé, les échelles de Harvard relatives à chaque classe spectrale semblent régulières et homogènes.

Les échelles de Potsdam présentent une anomalie pour les étoiles brillantes. A cela près, les échelles relatives aux étoiles colorées peuvent être considérées comme régulières. Les échelles relatives aux diverses classes d'étoiles blanches sont affectées par le phénomène de Gallissot, et leur régularité est moins satisfaisante.

Quant à l'équation de couleur, elle est vraisemblablement plus faible à Potsdam qu'à Harvard. Le *Generalkatalog* se rapproche probablement plus que la *Revised Photometry* de ce que donnerait l'observation à travers un écran jaune.

La discussion du catalogue d'Oxford soulève bien d'autres difficultés, mais elle présente un intérêt spécial en raison de l'emploi du coin neutre. Le coin était placé au cercle oculaire de la lunette et on le déplaçait par translation dans son plan jusqu'à extinction de l'étoile ⁽¹⁾. L'observation était répétée sur la Polaire qui servait d'étalon — on a montré, depuis lors, qu'elle variait d'environ 10 p. 100 en quatre jours. Les mesures étaient répétées en plaçant sur l'objectif un diaphragme qui en réduisait la surface de moitié, et qui, par conséquent, augmen-

⁽¹⁾ On décrit souvent la méthode sous une forme qui appartient en réalité à Pickering et qui fut employée momentanément à Harvard pour l'observation des zones. Le coin est fixé dans le plan focal. On laisse l'étoile défilier le long du coin, l'on note au chronographe l'instant de son passage à un fil fixe, et celui de sa disparition derrière le coin. D'où l'ascension droite et la magnitude de l'étoile.

tait la magnitude de l'étoile de $0^m,75$. On déterminait ainsi la constante du coin.

Pritchard a, d'autre part, procédé à une étude de laboratoire de son coin absorbant, en vue d'établir sa courbe de correction. Il affirme que la matière absorbante était parfaitement neutre, et quelques données qu'il reproduit (*Mem. of the R. Astr. Soc.*, vol. XLVII) semblent confirmer cette conclusion. Mais nous avons d'autres données plus précises dues à Langley, et qui permettent une discussion approfondie. A la vérité, elles ne se rapportent pas au coin employé par Pritchard, mais à un coin identique fourni par lui-même à Pickering, et confié par ce dernier à Langley pour une étude spectrobolométrique. Autant qu'on peut en juger, les deux coins étaient formés du même verre neutre (*Pritchard Wedge Photometer*, par Langley, Young, et Pickering, 1886).

Voici les résultats de ce travail :

Longueur d'onde en microns	Rapport des Transmissions entre points distants d'un pouce et demi	Constante par millimètre en magnitudes
$0\mu,4$	0,123	$0^m,059$
5	137	57
6	172	50
7	252	39
1,0	511	19

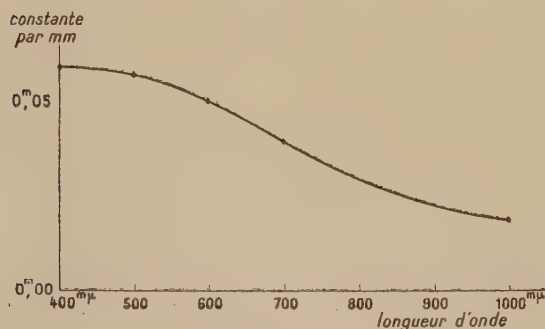


Fig. 12

Le verre était donc rougeâtre, quoique tous les auteurs s'accordent à vanter sa neutralité apparente par simple examen sur fond blanc. Quoi qu'il en soit, il est clair que la même constante ne devait pas être employée pour toutes les étoiles sans distinction de couleur, et c'est pourtant ce que faisait Pritchard. On peut calculer l'erreur qui en résulte, en admettant que les étoiles rayonnent comme le corps noir. Soit B_λ la brillance du corps noir à une certaine température pour la longueur d'onde λ ; V_λ le coefficient de visibilité de la même radia-

tion ; T_λ le coefficient de transmission du coin. La densité du coin pour la lumière globale a pour expression :

$$D = 2,5 \times \log \frac{\int B_\lambda V_\lambda T_\lambda d\lambda}{\int B_\lambda V_\lambda d\lambda} \text{ (en magnitudes).}$$

Le tableau suivant donne le résultat du calcul pour 3 températures différentes de l'étoile.

DENSITÉS OPTIQUES (EN MAGNITUDES)

TEMPÉRATURE DE L'ÉTOILE	DISTANCE A L'ARÊTE EN POUCES			
	1,5	3	4,5	6
3 000° K	1 ^m ,975	3 ^m ,942	5 ^m ,892	7 ^m ,830
6 000 —	2, 010	4, 010	5, 995	7, 970
12 000 —	2, 025	4, 040	6, 045	8, 035

La densité ne croît pas proportionnellement à la distance, mais l'écart est faible ; il est du reste inclus dans la table de correction expérimentale dressée par Pritchard. Sa plus grande valeur atteint 0^m,025, si l'on adopte comme valeur de la constante la valeur moyenne entre les deux extrémités du coin.

Mais il y a plus : la constante elle-même varie avec la coloration de l'étoile. Pour les étoiles brillantes, qui exigent le maximum de densité, l'erreur peut atteindre 0^m,20 lorsqu'on passe du type A au type M. Il est vraisemblable que la constante adoptée par Pritchard correspond à un type moyen, tel que G. Dans ce cas, l'échelle des étoiles rouges croît trop vite, dans l'*Uranometria Oxoniensis*, celle des étoiles blanches croît trop lentement. Il est difficile de rechercher cet effet, en raison de l'importance des erreurs accidentelles de l'*Uranometria Oxoniensis*. Il est nécessaire de grouper les classes spectrales, ce qui réduit l'effet cherché. Nous réunirons par exemple les classes B, A et F d'une part, G, K et M d'autre part. En outre, nous grouperons les étoiles de magnitude supérieure à 5^m,5 d'une part, celles de magnitude inférieure d'autre part ; mais pour des raisons qui apparaîtront plus loin, nous excepterons les étoiles dites brillantes, et les étoiles de magnitude supérieure à 6^m,5. L'effet cherché ne

devrait plus atteindre que $0^m,02$ environ. La statistique donne les résultats suivants :

RÉSIDUS OXFORD-HARVARD

MAGNITUDE	B, A, F.	G, K, M.
$4^m,75$	$+ 0^m,10$	$+ 0^m,04$
$5, 75$	$+ 0, 07$	$+ 0, 06$
	Différence ... $+ 0, 03$	$- 0, 02$

Comme nous l'avions prévu, les magnitudes croissent trop vite à Oxford (nous admettons que les échelles de Harvard sont régulières) pour les étoiles colorées, et trop lentement pour les étoiles blanches. Qualitativement, l'accord avec notre raisonnement est excellent. Quantitativement, la variation est à peu près double de celle que nous attendions :

$$0^m,03 - (- 0^m,02) = 0^m,05, \text{ au lieu de } 0^m,02.$$

Les données obtenues par Langley ne s'appliquent peut-être pas exactement au coin d'Oxford ; d'autre part, l'intervalle sur lequel nous faisons la différence est bien petit, si l'on a égard aux erreurs accidentelles considérables du catalogue de Pritchard. Mais, en fin de compte, l'effet cherché se produit, avec peut-être plus d'intensité que nous ne l'avions supposé.

Il n'est pas possible de discuter l'équation de couleur du catalogue d'Oxford. Le défaut de neutralité du coin introduirait en effet des complications inextricables. On peut seulement prévoir un décalage des échelles relatives aux classes d'étoiles blanches, décalage dû au phénomène de Purkinje normal qui se produit au seuil de perception.

Les nombres inscrits dans la dernière colonne du tableau II montrent que l'échelle d'Oxford présente une anomalie pour les étoiles très brillantes, une autre pour les étoiles de magnitude $6^m,5$. On ne peut incriminer ni la loi de Malus, ni l'étalonnage du coin, ni son défaut de neutralité. Examinons ces deux cas.

L'écart Oxford-Harvard, qui est en moyenne de $+ 0^m,07$ pour la majorité des étoiles, passe à $- 0^m,02$ pour les étoiles brillantes. Cet écart ne peut être imputé aux mesures de Harvard, bien que nous ayons déjà trouvé une anomalie du

même genre dans les résidus Potsdam-Harvard ; mais cette dernière avait alors un sens différent. Il paraît y avoir eu une erreur systématique dans les mesures d'étoiles brillantes faites à Oxford. En voici une explication que m'a suggérée la pratique du photomètre de Pritchard appartenant à l'Observatoire de Strasbourg : quand il s'agit d'éteindre une étoile brillante, la plus brillante de tout le champ, l'œil cesse rapidement d'être guidé par les images des autres étoiles, qui disparaissent les premières. Il est alors impossible d'empêcher le regard d'errer à travers le champ, et l'on retrouve l'étoile en vision oblique, alors qu'elle avait déjà disparu en vision directe. On est ainsi amené à enfoncer davantage le coin et à attribuer une magnitude trop faible à l'étoile.

A l'autre bout de l'échelle, existe une autre anomalie, l'écart moyen Oxford-Harvard passant de $+ 0^m,07$ pour les étoiles de magnitude inférieure à $6^m,25$, à $- 0^m,07$ pour les étoiles de magnitude supérieure. L'anomalie est plus apparente que réelle. Les étoiles faibles sont très peu nombreuses dans l'*Uranometria Oxoniensis* et j'en compte seulement 16, dans les trois premières heures d'ascension droite, qui soient communes aux catalogues d'Oxford et de Harvard. Voici leurs résidus Oxford-Harvard, classés par ordre de valeur.

$+ 0^m,29$	$- 0^m,05$
27	10
25	15
19	22
13	36
11	59
10	67
01	71

La moyenne, $- 0^m,09$, est en bon accord avec la moyenne relative aux 24 heures, $- 0^m,07$ selon Pickering.

On est immédiatement frappé par la valeur considérable des trois derniers résidus négatifs. Si l'on se reporte au catalogue, on constate qu'il s'agit de compagnons faibles d'étoiles doubles, et l'anomalie s'explique aussitôt, par la présence du compagnon brillant. Si on élimine ces trois résidus, la moyenne des 13 autres devient $+ 0^m,04$ et l'anomalie disparaît. Pickering soupçonnait déjà qu'elle n'avait aucune existence réelle.

La discussion des grands catalogues a été faite bien souvent, en particulier par ceux qui les ont établis et qui sont naturellement portés à surestimer leur ouvrage. On trouve donc à leur sujet, dans la littérature, les opinions les plus diverses, et l'observateur qui, pour réduire ses mesures courantes d'étoiles variables, par exemple, a besoin de connaître la magnitude des étoiles de comparaison, est fort embarrassé de choisir entre les divers nombres qui lui sont offerts

pour chacune d'elles. Si, de plus, le souci de la précision l'a déterminé à faire usage d'un écran coloré, pour éliminer les effets physiologiques, il lui devient absolument impossible de rattacher ses observations à un système quelconque. Le besoin d'un nouveau catalogue se fait donc sentir. On a bien tenté de combiner les mesures contenues dans les divers catalogues en les considérant comme des observations isolées affectées d'erreurs accidentelles, mais quelle règle adopter ? Tel est le problème pratique qui paraît se poser tout d'abord. Certes, l'établissement d'un nouveau catalogue entièrement réobservé suivant un plan et des méthodes modernes serait hautement désirable, mais ce serait une œuvre de longue haleine. Il faut d'abord courir au plus pressé et utiliser au mieux l'énorme matériel d'observation que nous possédons.

La discussion qui précède donne la marche à suivre. Nous avons vu que les échelles des divers catalogues, prises par classes spectrales, sont régulières, aux exceptions près que voici :

1° Pour les étoiles brillantes, les magnitudes de Potsdam sont trop fortes, celles d'Oxford trop faibles.

2° Pour les étoiles blanches, l'échelle de Potsdam croît trop vite, celle d'Oxford trop lentement.

3° Les échelles des trois catalogues sont régulières pour les étoiles colorées, nous réserve de l'exception du § 1.

Le tableau suivant, dressé au moyen des données des tableaux II et III, met en évidence une dernière fois tous ces faits. Il fournit notamment la différence entre la moyenne des échelles de Potsdam et Oxford, d'une part, et l'échelle de Harvard d'autre part ; différence pratiquement constante. Les résidus d'Oxford relatifs aux étoiles faibles ont été remplacés par la valeur plus vraisemblable, $+ 0^m,04$, que nous avons obtenue ci-dessus ; mais on a utilisé tels quels les résidus de Potsdam, sans leur faire subir la correction proposée page 27.

TABLEAU VII

MAGNITUDE	ÉTOILES BLANCHES			ÉTOILES COLORÉES		
	P. — H.	O. — H.	$\frac{P+O}{2} - H$	P. — H.	O. — H.	$\frac{P+O}{2} - H$
$< 4^m,25$	$+ 0^m,21$	$+ 0^m,01$	$+ 0^m,11$	$+ 0^m,08$	$+ 0^m,01$	$+ 0^m,04$
4, 5	21	10	15	01	04	03
5, 0	21	10	15	01	04	03
5, 5	24	08	16	— 0, 01	09	04
6, 0	28	06	17	$+ 0, 02$	04	03
6, 5	31	04	17	02	04	03

Une conclusion nette se dégage de ce tableau. Si l'on prend pour chaque étoile la moyenne des trois catalogues, on obtient par classe spectrale des échelles de magnitude à peu près identiques à celles de Harvard, et régulières (sauf peut-être pour les étoiles blanches très brillantes).

Il restera à déterminer l'équation de couleur de ce catalogue moyen, c'est-à-dire la correction, fonction de la classe spectrale seule, qu'il conviendra d'appliquer aux moyennes brutes pour les incorporer à un système homogène. Ce système, nous l'avons déjà choisi et défini : c'est celui qui résulte de l'observation visuelle à l'aide d'un écran jaune, supprimant complètement le bleu et le violet. Bien entendu, il est impossible de déterminer *a priori* la correction de chaque échelle ; seule, l'observation directe peut la donner. On choisira donc dans chaque classe un certain nombre d'étoiles de magnitude moyenne (4^m ou 5^m) et l'on en fera la mesure photométrique, au moyen, par exemple, d'un photomètre à étoile artificielle, muni de l'écran choisi. On fera coïncider le système ainsi obtenu avec le système de Harvard pour les étoiles de type A, conformément aux décisions des congrès internationaux ; la comparaison de ce catalogue partiel avec le catalogue moyen donnera la correction à apporter à ce dernier. L'entreprise demanderait à peine quelques mois d'observation sous un beau ciel.

Il y a lieu de dire ici quelques mots de la méthode imaginée par Parkhurst et Jordan pour la mesure photographique des magnitudes visuelles. Elle consiste à employer des plaques isochromatiques, précédées d'un écran coloré convenablement choisi. La plaque est disposée en avant du plan focal, et l'on mesure la densité des images extrafocales. Nous n'insisterons pas sur les nombreuses corrections qui sont indispensables. Pour que les magnitudes ainsi trouvées soient directement comparables aux magnitudes visuelles, Parkhurst et Jordan ont procédé au choix des plaques et de l'écran de telle manière que la courbe de sensibilité résultante soit à peu près identique à celle du coefficient de visibilité des diverses longueurs d'onde. Ces deux courbes, reproduites en ordonnées logarithmiques dans la figure 13, ont le sommet commun. La courbe photographique s'étend plus loin vers le violet, moins loin vers le rouge, que ne le fait la courbe visuelle. Les magnitudes *photovisuelles* de Parkhurst ne sont donc pas celles dont nous avons besoin. Son catalogue, *Yerkes Actinometry* (Y. A.) n'est pas directement utilisable pour le but poursuivi.

Du reste, ce catalogue n'échappe pas entièrement aux critiques que nous avons faites aux catalogues purement visuels. Il existe notamment un effet photographique analogue au phénomène de Purkinje, et qui est dû probablement à la variation du γ des plaques avec la longueur d'onde (voir Ross, *Astrophys. J.* 56, 345, 1922). Mais il convient d'ajouter que, dans le domaine de longueurs d'onde

considéré, la variabilité de ce coefficient est moindre que dans le domaine photographique proprement dit (Fabry et Buisson). L'effet en question est donc probablement assez faible. Comme d'autre part, l'étalonnage du coin qui, dans le microphotomètre, sert à mesurer les densités, a été fait avec des précautions qui garantissent contre toute irrégularité de son échelle, on peut admettre que, pour chaque classe spectrale, même pour les étoiles blanches, les échelles de

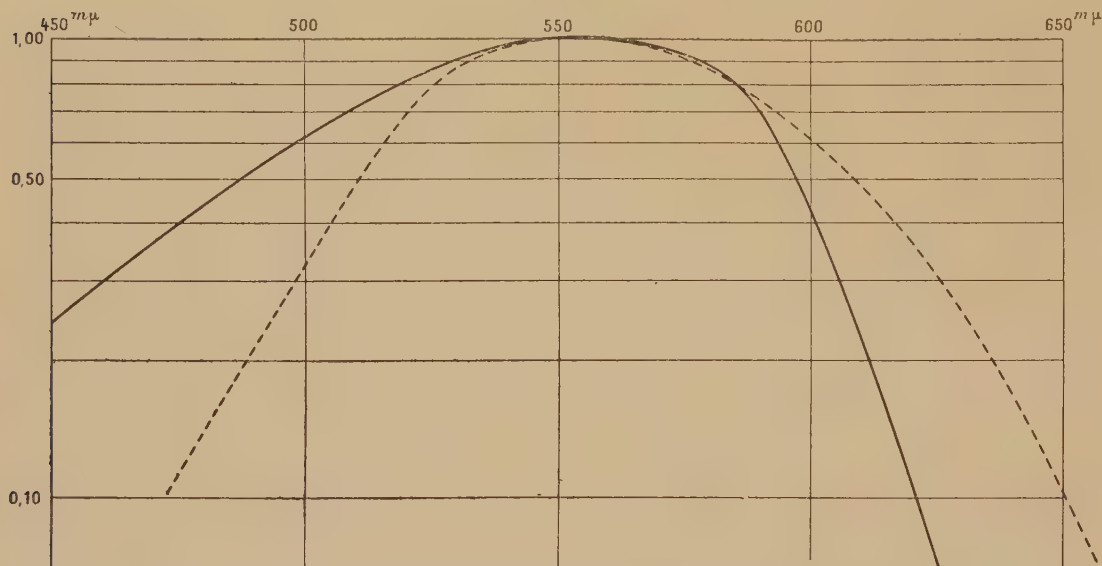


Fig. 13. — En trait plein, courbe de sensibilité de l'ensemble plaque-écran photovisuel (PARKHURST).
En trait interrompu, facteur de visibilité (IVES).

magnitude de Yerkes sont régulières. La comparaison de ce catalogue et des catalogues visuels déjà étudiés peut nous apporter d'intéressantes confirmations.

Malheureusement, les étoiles contenues dans la *Yerkes Actinometry* sont toutes faibles, et le nombre de celles qui sont communes à ce catalogue et aux catalogues visuels est assez restreint. Nous ne chercherons pas, cependant, à étendre cette confrontation aux étoiles faibles contenues, soit dans le catalogue de Potsdam, et non étudiées ici (magnitude supérieure à $6^m,75$), soit à celles qui figurent dans le *Draper Catalogue* de Harvard, car la discussion en serait probablement beaucoup plus malaisée que celle des étoiles visibles à l'œil nu.

Parkhurst a comparé directement ses magnitudes photovisuelles aux magnitudes visuelles de Potsdam. Nous extrayons de sa table VII (*Yerkes Actinometry*, *Astrophys. J.* 36, 169, 1912) les écarts moyens suivants, en nous bornant aux magnitudes inférieures à $6^m,75$.

TABLEAU VIII
ÉCARTS MOYENS YERKES-POTSDAM

MAGNITUDE	ÉTOILES BLANCHES	ÉTOILES COLORÉES
5 ^m ,47	+ 0 ^m ,07	+ 0 ^m ,04
6, 30	— 0, 02	— 0, 05
	Différence . + 0 ^m ,09	+ 0 ^m ,09

Pour passer de ce tableau aux différences Yerkes-Harvard, nous ajouterons aux nombres de ce tableau les différences Potsdam-Harvard déjà calculées plus haut et nous obtenons le tableau VIII *bis* :

TABLEAU VIII *bis*
ÉCARTS MOYENS YERKES-HARVARD

MAGNITUDE	ÉTOILES BLANCHES	ÉTOILES COLORÉES
5 ^m ,5	+ 0 ^m ,31	+ 0 ^m ,03
6, 3	+ 0, 28	— 0, 03
	Différence ... + 0 ^m ,03	+ 0 ^m ,06

Autant qu'on peut en juger sur un intervalle de moins d'une magnitude, l'accord est meilleur entre Yerkes et Harvard qu'entre Yerkes et Potsdam. Et, en effet, nous avons conclu de considérations diverses que les échelles de Yerkes et de Harvard étaient les plus régulières. L'accord entre ces deux catalogues est particulièrement satisfaisant pour les étoiles blanches.

Cependant, Parkhurst aboutit à une conclusion favorable pour Potsdam et défavorable pour Harvard. C'est qu'il emploie la comparaison Potsdam-Harvard, faite par Müller et Kempf dans la préface du *Generalkatalog*, pour passer des nombres de la table VIII à ceux de la table VIII *bis*. Or, la statistique de Müller et Kempf n'est pas rapportée aux classes spectrales, mais aux classes de couleur dans la classification empirique qu'ils ont établie. Il suffit de se reporter

à la figure 13 du mémoire de Parkhurst pour vérifier qu'il n'y a pas correspondance univoque entre les classes de couleur et les classes spectrales, parce que la sensation colorée varie avec l'intensité de la source. Ainsi, entre les magnitudes $5^m,5$ et 8^m , les étoiles de la couleur GW (gelbweiss) passent de l'indice de coloration $0^m,0$ à l'indice $0^m,5$, autrement dit, de la classe A0 à la classe F5. Il n'est donc pas légitime de faire usage de la statistique de Müller et Kempf dans un travail où les étoiles sont rangées par indices de coloration, c'est-à-dire par classes spectrales. La contradiction entre les conclusions de Parkhurst et les miennes n'a pas d'autre cause.

En résumé, la régularité des échelles de Harvard est confirmée. Ce qui suit est en accord avec nos précédentes conclusions quant à l'équation de couleur : le catalogue de Potsdam nous paraissait le plus conforme au système que nous préconisons (observation avec un écran jaune). Il se trouve que le catalogue photovisuel de Yerkes a très sensiblement la même équation de couleur que le catalogue visuel de Potsdam. Nous sommes donc fondé à redire que ce dernier est peu influencé par les effets physiologiques, en ce qui concerne le zéro de ses diverses échelles. Bien entendu, cela ne dispense nullement de réobserver suivant la méthode indiquée page 35, puisque le domaine de longueurs d'onde qui nous intéresse n'est pas celui de la *Yerkes Actinometry*.

TABLEAU IX

ÉQUATION DE COULEUR YERKES-POTSDAM (MAGNITUDES INFÉRIEURES A $7^m,2$).

Indice de couleur	— $0^m,06$	+ $0^m,24$	+ $0^m,60$	+ $1^m,16$	+ $1^m,61$
Classe spectrale	B8	A5	F5	G5	K5
Yerkes-Potsdam	+ $0^m,02$	$0^m,00$	$0^m,00$	+ $0^m,01$	— $0^m,01$

Conclusion.

Nous avons proposé plus haut de combiner les catalogues visuels en un seul, et de corriger ce dernier en utilisant quelques observations nouvelles faites au travers d'un écran coloré convenablement choisi. Les erreurs systématiques de ce catalogue moyen et réajusté seraient probablement faibles et ne dépasseraient pas quelques centièmes de magnitude. Mais bien entendu, il ne serait jamais

qu'un compromis, permettant d'attendre la formation d'un nouveau catalogue entièrement réobservé, et hétérochrome. Pour établir celui-ci, chaque étoile serait observée avec divers écrans, l'un jaune, susceptible de servir avec de petits instruments ou à l'œil nu, les autres rouge et vert, choisis en vue des observations colorimétriques, et par conséquent plus sélectifs que le jaune.

Ce programme laisse de côté l'observation à travers un écran bleu, car il n'en

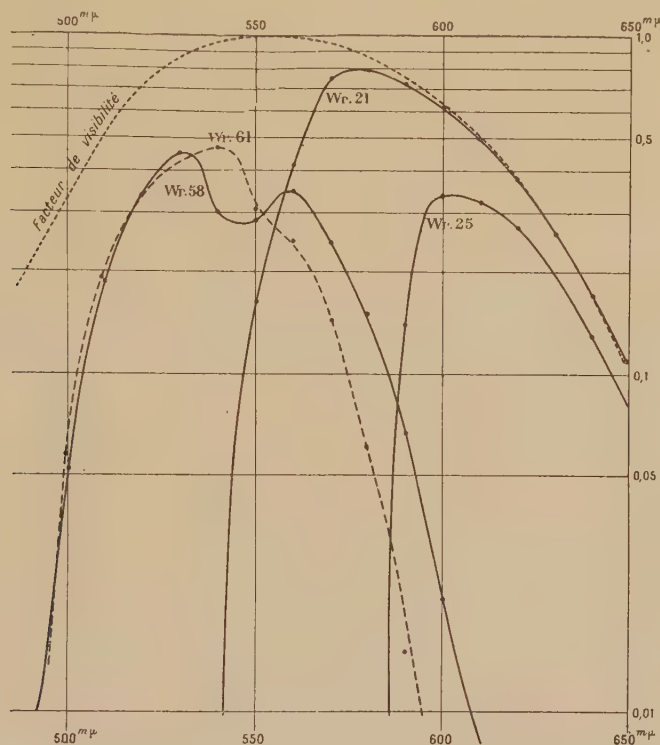


Fig. 14. — Produit de la transmission par le facteur de visibilité pour divers écrans (ordonnées logarithmiques).

existe pas de bons, soit en verre coloré, soit en gélatine ; du reste, la photométrie photographique est préférable à la photométrie visuelle pour les courtes longueurs d'onde.

La question des écrans colorés exigerait de longs développements qui ne peuvent trouver place ici. La plupart des écrans solides ou liquides employés en photométrie hétérochrome ont un défaut commun, la largeur beaucoup trop considérable de leurs bandes de transmission. En revanche, les écrans réellement sélectifs sont très absorbants, même pour la longueur d'onde de transparence maximum. On serait amené à employer des instruments géants si l'on voulait étendre à des étoiles faibles l'usage de tels écrans ; il faut se contenter d'une

solution moyenne. Les écrans que j'ai employés pour le rouge ont une limite nette de transparence du côté du jaune. L'écran Wratten 25, par exemple, très transparent pour 600 $m\mu$, est opaque pour 580 $m\mu$. La figure 14 donne sa courbe de transparence, compte tenu du coefficient de visibilité, en ordonnées logarithmiques.

Les écrans verts sont moins satisfaisants. On peut, par des combinaisons de colorants, rétrécir la bande de transmission jusqu'à une largeur de 40 ou 50 $m\mu$; mais alors, la transmission ne dépasse guère 10 p. 100 au centre de cette bande, et les étoiles faibles sont invisibles au travers d'un tel écran. Il faut accepter une largeur de près de 100 $m\mu$, pour avoir la transparence nécessaire. Alors, il est souvent difficile de déterminer avec précision la longueur d'onde effective de l'écran. Ainsi, l'écran Wratten 58, qui se prête bien à l'observation d'étoiles faibles, présente une courbe de transmission à sommet double (fig. 14). L'écran 61 est beaucoup plus correct à cet égard, mais il s'étend moins loin vers le rouge, et il fait voir une grandeur stellaire de moins que l'autre.

Les écrans de verre coloré dans la masse auraient l'avantage de la permanence. Tôt ou tard, les gélatines montées entre verres, et exposées dans une coupole aux régimes de température les plus variés, se décollent, même si on les scelle dans des cuvettes métalliques pour empêcher le contact de l'air. Malheureusement, ni les verres dont j'ai étudié des échantillons, ni ceux dont les catalogues d'Iéna ou de la Corning Glass Company donnent la courbe de transmission, ne semblent convenir au but poursuivi. Certains d'entre eux présentent des bandes multiples, les autres ne possèdent pas (sauf les verres rouges) des limites assez nettes. Malgré leur fragilité, j'ai gardé la préférence aux écrans de gélatine.

CHAPITRE IV

LE CARACTÈRE PONCTUEL DES ÉTOILES ET SES INCONVÉNIENTS EN PHOTOMÉTRIE STELLAIRE

1^o CONSÉQUENCES D'ORDRE PHYSIOLOGIQUE

Les étoiles sont des points lumineux sans diamètre apparent sensible. Elles ne perdent pas ce caractère lorsqu'on les observe dans un photomètre à lunette, car le grossissement photométrique appliqué à la lunette est toujours le plus faible que permette l'ouverture de la pupille.

Il en résulte pour la photométrie stellaire un certain nombre de difficultés inconnues du physicien. En général, les photomètres de laboratoire offrent à l'observateur deux plages demi-circulaires contiguës, séparées par une ligne aussi fine que possible. Si leur brillance est convenable, on réalise l'égalité à un cinquantième ou un centième près sans difficulté. En outre, si l'on retourne l'ensemble des plages de manière à mettre à droite la plage de gauche (au moyen d'un prisme à réversion par exemple) l'égalité n'est pas détruite, si la ligne de séparation est fine et si les plages ont le même aspect.

La comparaison des points lumineux ne se fait pas avec la même précision, car, dans ce cas, la fraction de Bouguer est bien plus grande que dans le cas des plages étendues. L'égalité s'obtient à 10 ou 20 p. 100 près pour chaque pointé. J'ai choisi parmi mes observations astronomiques un millier de pointés relatifs à la différence Δm de deux étoiles de même couleur, vues dans le photomètre au moment de l'égalité comme des étoiles de magnitude 2^m , c'est-à-dire ni trop brillantes ni trop faibles. Les écarts des 1 000 pointés par rapport à leur moyenne ont été classés suivant leur valeur et le Tableau X fournit leur répartition. La première colonne donne la valeur des écarts en unités du photomètre, chaque unité valant $0^m,023$. La seconde donne la valeur des écarts en magnitudes, et la troisième, le nombre des écarts compris entre les limites indiquées dans les deux premières colonnes.

TABLEAU X

RÉPARTITION DES RÉSIDUS

VALEUR DES RÉSIDUS		NOMBRE des RÉSIDUS
EN UNITÉS DU PHOTOMÈTRE	EN MAGNITUDE	
0 à 2	0 ^m ,000 à 0 ^m ,047	301
2 à 4	0, 047 à 0, 093	235
4 à 6	0, 093 à 0, 140	188
6 à 8	0, 140 à 0, 186	143
8 à 10	0, 186 à 0, 233	92
10 à 12	0, 233 à 0, 280	25
12 à 14	0, 280 à 0, 326	10
14 à 16	0, 326 à 0, 373	3
16 à 18	0, 373 à 0, 419	3
		<u>1.000</u>

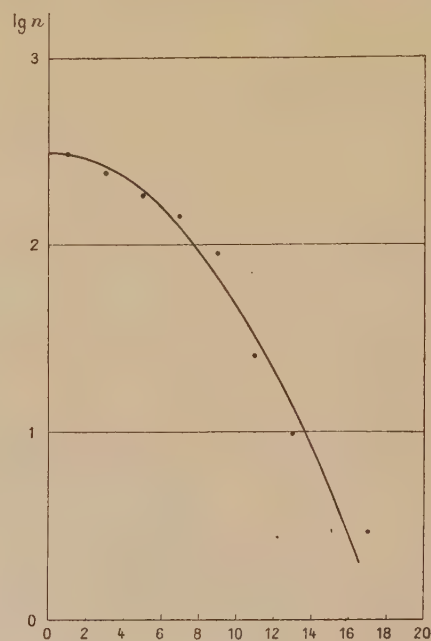
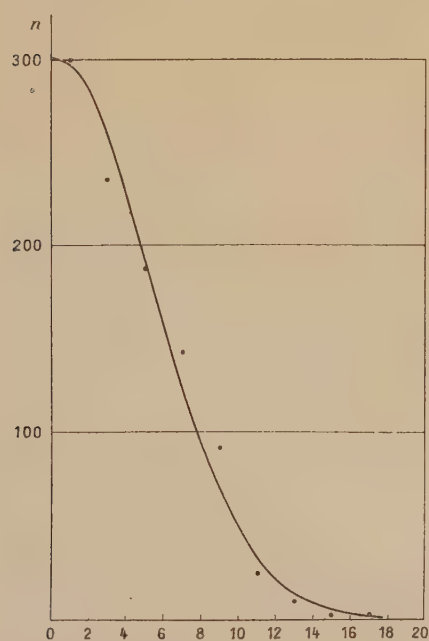


Fig. 15.

La valeur moyenne des mille résidus est égale à :

0,418 unités ou 0^m,097.

La loi expérimentale de répartition peut être comparée à la loi de Gauss sur la figure 15. A gauche, on a représenté en ordonnées les nombres mêmes du

tableau X ; à droite, on a porté leurs logarithmes. On voit qu'il y a un accord assez bon entre la théorie et l'observation. Sans insister sur les conséquences de cet accord, nous nous bornerons à constater que les écarts trouvés ont le caractère d'erreurs accidentelles. Cela tient en partie à la rapidité du mode de gradation adopté pour l'instrument employé ici (voir chapitre VIII). Quand l'organe de réglage — en général un pignon et une crémaillère — qui actionne l'appareil de gradation, est lent et n'amène que de petites variations de lumière pour de grands déplacements, la répartition des résidus a une allure différente. Pour faire un pointé, on commence par détruire l'égalité ; puis on y revient par un mouvement en sens inverse. Le seuil de perception étant élevé dans le cas des sources ponctuelles, on estime que l'égalité est obtenue bien avant qu'elle ne le soit réellement, et l'on s'arrête trop tôt. Il n'y a plus alors prédominance des résidus voisins de zéro, mais, au contraire, accumulation des résidus autour d'une valeur un peu inférieure au seuil de perception. Il y a avantage à éviter une telle loi de répartition, qui risque d'entraîner des erreurs systématiques importantes sur la moyenne, si l'on n'a pas fait un nombre égal de pointés dans les deux sens. On y parvient en rendant très rapide la gradation de la lumière.

Avec une valeur si élevée du seuil de perception, il est nécessaire de faire un très grand nombre de pointés, si l'on veut obtenir une précision du centième sur la moyenne. Les observations qui ont été effectuées pour l'établissement des grands catalogues comportaient un nombre de pointés beaucoup trop petit, quatre par exemple. Il ne faut pas en faire moins de cent, pour obtenir la précision désirable de 1 p. 100. Même à ce prix, le centième ne sera pas atteint, cela va de soi, si l'on néglige d'autres causes d'erreurs que nous appellerons systématiques pour les distinguer de celles qui sont dues à l'insuffisante sensibilité de notre œil, et qui, seules, méritent réellement le nom d'erreurs accidentelles. Au premier rang des causes d'erreurs systématiques, nous décrirons l'équation de position, parfois appelée le phénomène de Cerasky, et dont nous avons signalé l'existence à propos des expériences du chapitre II. On peut la définir ainsi : le résultat de la comparaison de deux points lumineux dépend de leur position réciproque. Cet effet, considérable, comme nous allons le voir, ne saurait échapper à un observateur exercé. Il paraît évident que les observateurs de Harvard en connaissaient l'existence et prenaient soin de l'éliminer, bien avant la publication du mémoire de Cerasky (*Annales de Moscou*, deuxième série, volume 2, page 173, 1890) ; et il est singulier que les astronomes de Potsdam, dont le soin et l'habileté sont attestés par la qualité du *Generalkatalog*, aient attendu la publication du savant russe pour s'en préoccuper, ainsi qu'ils le déclarent spontanément (*Publ. de Potsdam*, vol. 13, 9). Il a fallu apporter aux premières observa-

tions de Müller une correction de $0^m,07$ pour les rendre comparables à celles qui furent faites ultérieurement, suivant une méthode destinée à éliminer l'équation de position.

Les expériences du chapitre II nous donnent la valeur de l'équation de position pour M. Rougier et pour moi. Qualitativement, M. Rougier estime toujours trop brillante l'étoile de droite. L'effet a le sens contraire pour Cerasky et pour moi. Même diversité pour sa valeur numérique. Cerasky ne donne aucune indication sur ce point. Kempf trouve que son équation de position est nulle ; Müller évalue la sienne à $0^m,07$. Autrement dit, il commet systématiquement une erreur de $0^m,07$ dans la comparaison photométrique de deux points lumineux situés sur une ligne parallèle à celle des deux yeux.

Les observations sur des étoiles artificielles que j'ai rapportées au chapitre II, tableau IV *b*, donnent pour mon équation de position $0^m,095$. Cette valeur est confirmée par les observations astronomiques. Voici en effet les résultats de dix séries d'observations stellaires prises au hasard dans mes carnets ; après une série de 50 pointés, on a inversé la position des deux étoiles, situées sur une parallèle à la ligne des yeux, et l'on a effectué 50 autres pointés ⁽¹⁾. La différence moyenne des deux séries donne le double de l'équation de position :

DIFFÉRENCES OBSERVÉES

$0^m,196$	$0^m,123$
227	213
183	251
168	140
183	190
Moyenne générale : $0^m,186$.	
Équation de position : $0^m,093$.	

Les deux valeurs s'accordent parfaitement ; l'équation de position est constante en moyenne, avec des fluctuations temporaires.

Les mesures de M. Rougier (tableau IV *a*) vont nous donner des précisions nouvelles. Nous constatons tout d'abord que l'équation a sensiblement la même valeur et le même sens pour les deux yeux. La loi de symétrie que l'on pourrait invoquer ici ne joue pas. Il en résulte une conséquence très importante : la vision binoculaire n'élimine pas l'équation de position. L'on sait du reste depuis longtemps que les estimations d'éclat par la méthode d'Argelander, faites avec les deux yeux, sont sujettes à des erreurs systématiques atteignant souvent plusieurs dixièmes de magnitude, et qui sont fonction de l'angle horaire des étoiles à comparer. Comme il est impossible d'opérer ici un retournement qui, en inver-

(1) En réalité, on a alterné des séries de 5 ou 10 pointés dans les deux positions.

sant la position des étoiles, permettrait l'élimination de l'effet de position, toutes les estimations sont affectées de variations saisonnières purement apparentes, et ce n'est pas là le moindre défaut de la « méthode » d'Argelander.

La comparaison des tableaux IV *a* et V, obtenus par M. Rougier sur des étoiles colorées sans écran, puis avec écran orangé, est également instructive. Voici (tableau XI et fig. 16), les valeurs de l'équation de position pour diverses valeurs de la magnitude obtenues avec l'œil droit.

TABLEAU XI
ÉQUATION DE POSITION (M. G. ROUGIER)

MAGNITUDE	SANS ÉCRAN	AVEC ÉCRAN 21
— 1 ^m ,1	0 ^m ,35	0 ^m ,26
0, 0	10	27
+ 0, 7	12	30
1, 5	20	31
2, 2	27	30
3, 0	45	31
3, 7	36	33
4, 5	25	15
5, 2	15	»
	0 ^m ,25	0 ^m ,28

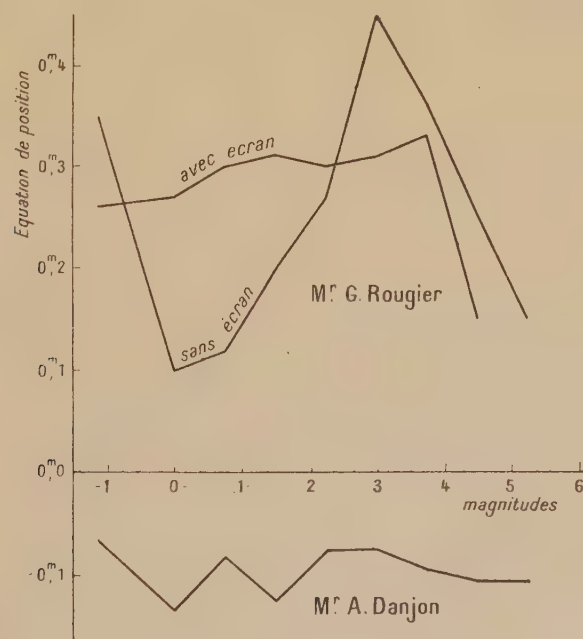


Fig. 16. — Equation de position.

L'interposition de l'écran ne réduit pas l'équation, mais elle la régularise. Dans la première série, l'amplitude de la variation atteint $0^m,36$ (de $0^m,45$ à $0^m,10$) ; dans la seconde série, elle ne dépasse pas $0^m,18$ (de $0^m,33$ à $0^m,15$). Elle est même réduite, dans ce cas, à $0^m,07$, si l'on fait abstraction des mesures faites pour la magnitude $4^m,5$. Il semble que l'équation ait une tendance à s'annuler au voisinage du seuil de perception. Ce résultat est important : si l'on ne prend aucune précaution dans l'emploi d'un photomètre de Zöllner pour éliminer cette équation, si par exemple, on place toujours l'étoile artificielle à droite de l'étoile étudiée, on commet une erreur fonction de la magnitude.

En résumé, l'équation de position varie d'un observateur à l'autre ; elle dépend de la coloration et de la magnitude des étoiles. Pour un même observateur, elle subit des variations importantes. J'ai retrouvé pour moi la même valeur moyenne de l'équation de position après un intervalle de quatre ans. Mais, pour l'élimination de ses effets, il importe de savoir si elle subit des fluctuations à évolution rapide. En effet, il pourrait arriver que sa valeur change au moment où l'on inverse les images, et, dans ce cas, il en resterait quelque chose dans la moyenne. Les différences que j'ai données page 44 ont été obtenues en trois soirées différentes, quelques-unes à une demi-heure d'intervalle. Ce délai suffit pour constater une évolution importante. Par conséquent, il serait mauvais de procéder par longues séries de 50 pointés consécutifs dans chacune des deux positions. Il faut alterner ces positions très rapidement, par exemple tous les 5 pointés, soit environ toutes les minutes. On devrait même inverser après chaque pointé, si la manœuvre n'exigeait le déplacement d'aucun organe de réglage : un prisme à réversion monté à frottement doux sur l'oculaire rendrait à cet égard les plus grands services — à la condition toutefois que le photomètre ne polarise pas différemment la lumière des deux étoiles, ce qui arrive souvent (notamment dans le Zöllner).

On pourrait même conseiller l'emploi du prisme à réversion aux amateurs qui appliquent la méthode d'Argelander, à l'œil nu, à l'étude des étoiles variables ; il leur éviterait de commettre d'importantes erreurs de position. Si nous comparons, M. Rougier et moi, deux étoiles situées sensiblement à la même hauteur et de magnitudes peu différentes, nos estimations diffèrent d'environ $0^m,4$, puisque la différence algébrique de nos erreurs de position atteint cette valeur.

Est-il bon d'observer non seulement dans deux positions symétriques, par exemple dans les deux positions parallèles à la ligne des yeux, mais encore dans d'autres orientations, par exemple à 90° des premières ? C'est à ce dernier parti que s'étaient arrêtés les observateurs de Potsdam, lorsqu'ils eurent pris connaissance du mémoire de Cerasky. L'étoile à mesurer était placée successivement

à droite, en haut, à gauche, en bas, de l'étoile artificielle. Cette complication ne me paraît nullement nécessaire ; pour ma part, je la juge même défavorable à la précision des mesures, car il m'est impossible de faire de bons pointés dans d'autres orientations que la parallèle à la ligne des yeux (mais il se peut que ce soit l'effet d'une sorte de déformation professionnelle).

La distance apparente des points lumineux vus dans le photomètre ne paraît pas avoir d'effet sur l'équation de position tant que cette distance ne dépasse pas une limite du reste assez grande. Comme il est difficile de voir simultanément des points distants de plus de un demi-degré, on place toujours les étoiles à une distance inférieure. Dans ces limites, l'équation semble indépendante de la distance, mais ce n'est pas sûr. On prendra donc soin de maintenir les deux étoiles au même écartement.

Pour en finir avec ce genre de questions, signalons une précaution indispensable, qui n'est du reste pas en relation avec le caractère ponctuel des étoiles, et qui s'applique indistinctement à toutes les observations astronomiques délicates. Quand on observe au voisinage du zénith, il est impossible de faire de bonnes mesures, si l'on est obligé de renverser la tête en arrière pour placer l'œil au cercle oculaire et pour diriger le regard dans l'instrument. Soit que la contraction des vaisseaux du cou diminue la sensibilité de l'œil, soit que la coïncidence entre la pupille et le cercle oculaire soit plus difficile à maintenir, la dispersion des mesures est très notablement accrue. Des mesures de δ Cephei et de β Lyrae que j'ai faites dans ces conditions au grand réfracteur de Strasbourg présentent des écarts accidentels inadmissibles. On gagne donc en précision en adaptant à l'oculaire un prisme zénithal, qui permet d'observer toujours commodément. Cette précaution est nécessaire si l'on veut atteindre le centième.

Dans un chapitre ultérieur (chapitre VIII), je décrirai un instrument nouveau qui possède tous les dispositifs dont j'ai montré l'utilité. En l'employant conformément aux règles que j'ai énoncées, la précision du centième, qui semblait réservée aux photomètres physiques, est obtenue. Il nous reste à examiner diverses causes d'erreurs, et à fixer de nouvelles règles, mais il était bon de préciser, dès à présent, que l'œil constitue, contrairement à l'opinion reçue, un excellent récepteur photométrique pour les usages astronomiques. Il n'est que de bien s'en servir.

2^e CONSÉQUENCES D'ORDRE INSTRUMENTAL

Les lunettes ne fournissent pas des images stellaires ponctuelles. Sans parler de la diffraction qui donne des disques circulaires dans un instrument parfait, il

existe des aberrations diverses qui produisent des aigrettes, renforcent certains anneaux, etc.. Les effets de ces aberrations sont perceptibles avec de forts grossissements. Quand on emploie un réfracteur, il s'y ajoute l'auréole bleue due au spectre secondaire, dont on se débarrasse en employant un écran jaune. Au contraire, les aberrations dues à des défauts de construction sont sans remède, et l'on ne peut qu'en réduire les inconvénients en utilisant le plus faible oculaire possible. On n'est limité de ce côté que par la nécessité de ne pas dépasser, pour le cercle oculaire, un diamètre de 4 millimètres environ. L'oculaire correspondant à ce diamètre sera désigné dans la suite sous le nom d'oculaire photométrique. Il portera une bonnette, analogue à celle des oculaires de jumelle, destinée à assurer la position de l'œil.

Tous les objectifs courants ont une ouverture peu différente de $f/15$. L'oculaire photométrique aura donc généralement une distance focale de 60 millimètres. Le grossissement correspondant du grand réfracteur de Strasbourg (120 fois), ne suffit pas à montrer les défauts de l'image.

Les faisceaux relatifs aux deux images doivent pénétrer en totalité dans l'œil, et, autant que possible, par le même cercle oculaire ; mais il ne faut pas prendre cette dernière condition au pied de la lettre. En effet, elle n'a pour objet que d'assurer autant que possible l'identité des trajets de la lumière à travers les milieux de l'œil. Or, les faisceaux qui vont converger en deux points différents de la rétine finissent tôt ou tard par se séparer, et il importe peu que ce soit un peu en avant ou un peu en arrière de la cornée.

Malgré la faiblesse du grossissement photométrique, la comparaison des images ne laisse pas d'être troublée par l'aspect un peu flou des images. Pour remédier à cet inconvénient, on a proposé de transformer les photomètres à images stellaires en photomètres à plages, en délayant l'image par un défaut volontaire de mise au point. Les étoiles donnent alors de petites taches dont on compare la brillance. Cette pratique a été condamnée, cela va sans dire, par tous les auteurs dont le nom fait autorité. Il suffit d'examiner l'image extrafocale d'une étoile pour s'assurer qu'elle ne possède pas l'uniformité de brillance, qualité essentielle d'une plage photométrique. Les défauts de l'objectif se traduisent sur cette plage par des renforcements ou affaiblissements locaux (la méthode de Cooke pour l'examen des objectifs repose sur l'étude de ces effets) ; en outre, la diffraction produit à l'intérieur de la plage tout un jeu d'anneaux concentriques, bien visibles si l'étoile est brillante. Enfin, si l'on dispose d'un photomètre à étoile artificielle, les deux plages délayées ont des aspects et des formes différents.

Depuis une dizaine d'années, on utilise en photométrie stellaire des appa-

reils à plage analogues au photomètre sans écran diffusant de MM. Fabry et Buisson. La plage est formée par une méthode correcte, qui élimine toute influence de la diffraction ou des défauts de l'objectif. L'objectif d'une lunette étant dirigé vers une étoile, retirons l'oculaire, et plaçons l'œil sur le trajet du faisceau de manière que ce dernier pénètre en entier dans la pupille. Chaque point de l'objectif envoie alors un faisceau de lumière dans l'œil, et sa surface apparaît entièrement illuminée. La plage ainsi obtenue est uniforme, *s'il n'y a pas de scintillation*, quels que soient les défauts de l'objectif. En juxtaposant une plage de comparaison réglable, on constitue un photomètre. On ne peut opposer à ses qualités que deux défauts, la scintillation et la faible luminosité des étoiles. Il est facile de préciser les idées sur ce dernier point, nous examinerons l'autre plus loin.

Soit S la surface de l'objectif, f sa distance focale, E l'éclairement donné par l'étoile sur l'objectif. Le flux reçu par l'œil est

$$\varphi = E \cdot S.$$

Il est compris dans un angle solide qui a pour valeur

$$\omega = \frac{S}{f^2}.$$

On peut donc l'écrire

$$\varphi = E \cdot f^2 \cdot \omega.$$

Il est égal au flux que donnerait à travers la pupille, de surface s , l'objectif supposé lumineux par lui-même, et de brillance B . On a donc, en égalant les deux expressions de ce flux,

$$s \cdot B \cdot \omega = E \cdot f^2 \cdot \omega$$

D'où :

$$B = E \cdot \frac{f^2}{s}.$$

Or, une étoile de première grandeur donne un éclairement de 10^{-6} lux. Prenons $f = 7$ mètres (réfracteur de Strasbourg), et supposons que la pupille ait 6 millimètres de diamètre. On trouve, à l'aide de ces valeurs :

$$B = 0,016 \text{ b. par centimètre carré.}$$

Il y a lieu de réduire cette valeur d'un tiers environ pour tenir compte des pertes diverses à travers l'instrument. On peut retenir la valeur 10^{-2} , pour une étoile de magnitude 1.

De telles brillances se prêtent très bien à des mesures de précision. On peut descendre jusque vers 10^{-5} sans diminuer la précision des pointés de façon notable. Vers 10^{-7} , la précision sera seulement de 10 p. 100 sur chaque pointé, et l'on aura la même dispersion qu'avec un photomètre à images stellaires. Cette brillance correspondrait à la magnitude 13^m . Il y aurait lieu de tenir compte de la brillance du ciel nocturne, qui, en l'absence de lune, est voisine de 10^{-8} . Cette brillance deviendrait sensible, si l'on observait sans diaphragme, à partir de la magnitude 11^m ; mais on peut gagner à cet égard en plaçant dans le plan focal un œillette qui limite la portion du ciel intéressant la mesure. En fin de compte, l'instrument pourra servir jusqu'à la magnitude 12^m ; autrement dit, il sera applicable à des étoiles dépassant de deux magnitudes et demie les plus faibles étoiles visibles dans la lunette avec un oculaire ⁽¹⁾. Cette règle est générale.

En pratique, les photomètres à plage peuvent rendre les plus grands services dans le cas d'astres étendus et qui, par suite, ne scintillent pas : lune, soleil, planètes, comètes, nébuleuses ou amas. Leur application à la photométrie stellaire se heurte en général à une grave difficulté, que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

3° EFFETS D'ORIGINE ATMOSPHERIQUE

Nous traiterons ici les effets atmosphériques qui sont en relation avec la nature ponctuelle des étoiles, savoir, la scintillation, les ombres volantes et autres phénomènes connexes.

Lorsqu'on fait l'observation qui a été décrite à propos des photomètres à plage, c'est-à-dire lorsque l'on examine l'objectif en recevant directement sur la pupille tout le faisceau de lumière venant d'une étoile brillante, on ne voit pas,

(¹) SHERING (*Phys. Zeitsch.*, 1921, 71-72), donne comme limite d'utilisation pour $f = 5$ mètres la magnitude 14^m , et pour $f = 10$ mètres, la magnitude 16^m . Il y a là une exagération manifeste, car, dans le cas du réfracteur de Strasbourg, $f = 7$ mètres, on devrait atteindre la magnitude 15^m , qui n'est même pas visible avec un oculaire, en employant la lunette à la façon ordinaire. Shering annonce une précision de $1/100$, ce qui paraît non moins exagéré, sinon pour les astres brillants et en l'absence de toute scintillation, du moins sur des étoiles faibles, et par une nuit ordinaire. On sait que la fraction de Bouguer tend vers l'unité, lorsque la brillance tend vers la limite de perception.

en général, une plage uniformément lumineuse. Le plus souvent, des stries alternativement claires et sombres semblent passer sur cette plage avec rapidité. Ce phénomène, connu sous le nom d'ombres volantes, est en relation étroite avec le phénomène bien connu de la scintillation. Il est dû aux défauts d'homogénéité de l'atmosphère, qui déforment et bossellent la surface d'onde plane venue de l'étoile ; les rayons lumineux ne nous parviennent plus suivant des directions parallèles entre elles, et comme l'origine des déformations se trouve à une altitude élevée, la convergence ou la divergence des rayons se traduit par des renforcements ou des affaiblissements de l'éclairement. Ces effets se suivent rapidement en un point donné, en raison du vent et du mouvement diurne. La pupille étant petite par rapport aux dimensions des ombres volantes, le phénomène se traduit à l'œil nu par de simples fluctuations d'éclat, à période d'évolution généralement très courte. Au contraire, si l'on observe l'étoile à l'oculaire de la lunette, et si les dimensions de l'objectif sont du même ordre de grandeur que celles des ombres, il se produit une sorte de compensation entre les fluctuations locales à un instant donné, l'éclairement moyen de l'objectif varie fort peu, et l'image ne subit que de très petites variations d'intensité. Les étoiles ne scintillent plus, à proprement parler, dans un grand instrument ; il y a seulement des déformations et des déplacements irréguliers de l'image, qui s'étale, s'étire, s'allonge en aigrettes, etc... Si l'agitation n'est pas très violente, et si l'on n'observe pas au voisinage immédiat de l'horizon, ce bouillonnement de l'image ne trouble pas les mesures, pourvu que le grossissement soit faible, alors qu'au même instant, le passage des ombres volantes sur la plage troublerait gravement les mesures de brillance.

Les photomètres à images ponctuelles ont donc un avantage marqué sur les photomètres à plages, dans le cas où l'on observe les étoiles, et l'avantage croît avec l'ouverture de la lunette d'observation. Je n'ai jamais pu voir des plages stellaires réellement stables avec le grand objectif de Strasbourg, alors même que les images stellaires étaient entourées d'anneaux de diffraction presque immobiles et que les images planétaires révélaient une profusion étonnante de détails permanents

On peut du reste calculer approximativement les fluctuations de brillance dues à la scintillation, dans des cas simples. Nous supposons, ce qui semble justifié par des observations interférentielles que j'ai décrites (*Comptes rendus*, 174, 1922, 1408), que la surface d'onde subit des déformations cylindriques et qu'elle présente des vagues parallèles à section sinusoïdale. Soit L la distance de deux de ces vagues, H l'altitude de la couche perturbatrice, a la demi-amplitude des fluctuations angulaires du rayon lumineux autour de sa position moyenne.

On voit sans peine que l'éclairement de l'objectif variera entre les deux limites suivantes, pour un astre au zénith :

$$1 + 2 \cdot \pi \frac{Ha}{L} \quad \text{et} \quad 1 - 2 \cdot \pi \frac{Ha}{L}.$$

J'ai trouvé que la scintillation devenait insensible à l'œil nu, lorsque a est inférieur à $0'',15$. La valeur de L est sans doute variable, mais on peut fixer son ordre de grandeur au voisinage de 30 centimètres. D'après M. Gallissot et Mlle Bellemine, H est voisin de 3 kilomètres. On trouve alors que la variation de l'éclairement atteint, au total, 10 p. 100, soit approximativement $0^m,10$. C'est en effet la limite au-dessous de laquelle les fluctuations lumineuses d'une étoile sont insensibles. Sur l'objectif, on voit passer des ombres légères et rapides, probablement atténuées par la persistance des impressions rétinienne.

Mais ce sont là des conditions favorables, rarement observées à Strasbourg. Par beau temps, il n'est pas rare de noter, près du zénith, des fluctuations d'amplitude double. Les ombres volantes sont alors très apparentes, tandis que l'image focale de l'étoile ne subit encore que des variations insensibles. Enfin, lorsque le temps est mauvais et le vent violent, on note des amplitudes de l'ordre de la seconde d'arc ; l'on voit alors que les fluctuations *locales* de l'éclairement peuvent atteindre plus d'une grandeur. J'ai pu faire néanmoins de bonnes mesures photométriques sur des images stellaires, dans ces conditions, avec le grand réfracteur de Strasbourg ; les étoiles apparaissaient comme de gros points flous, mais on n'éprouvait aucune difficulté à les comparer. Au même moment, la plaque-objectif semblait refléter un feu violemment agité par le vent.

Si l'on observe près de l'horizon (à Strasbourg, à moins de 40° de hauteur), les phénomènes se compliquent. Les rayons lumineux des diverses longueurs d'onde sont dispersés, ils suivent des trajets différents, et rencontrent des perturbations différentes. Chaque couleur scintille pour son propre compte ; les ombres volantes sont colorées ; l'image stellaire, à l'œil nu ou dans un petit instrument, prend des teintes sans cesse changeantes. Bien entendu, ce phénomène est fortement atténué avec un grand objectif : l'image focale ne commence à manifester la scintillation chromatique que très près de l'horizon. Dans tous les cas, l'emploi d'un écran coloré s'impose.

Seuls, les photomètres photoélectriques qui donnent le flux total reçu par la cellule pendant un temps donné, assez long par rapport à la période moyenne d'évolution du phénomène, sont indépendants de la scintillation. Il n'en est pas ainsi dans le cas de la plaque photographique, et pour deux raisons au moins. Les fluctuations d'éclat de l'image ne se compensent pas, puisque la plaque

donne des opacités différentes pour un même flux, suivant que l'éclairement est constant ou intermittent; ceci concernant surtout la photométrie photographique par images extrafocales. Secondement, la scintillation s'accompagne de déplacements irréguliers de l'image, qui modifient également la densité du cliché; cette remarque s'applique à la photométrie des images focales.

La photométrie visuelle n'est donc pas seule troublée par les inconvénients de la scintillation.

4^o RÉALISATION ARTIFICIELLE D'UNE ÉTOILE ÉTALON

Il est facile de réaliser une très petite source lumineuse de comparaison, il est très difficile de réaliser une véritable étoile artificielle. Les photomètres de Zöllner actuellement existants laissent beaucoup à désirer sur ce point. Ils ont été construits à une époque où l'on ne possédait pas des étalons lumineux de brillance élevée. Pour obtenir une source étalon suffisamment intense, on devait lui donner une surface relativement grande, et son aspect rappelait beaucoup plus celui d'une planète que celui d'une étoile.

Calculons la brillance que doit avoir la source pour que son diamètre et sa magnitude aient les valeurs voulues. Un objectif ouvert à $f/15$ donne des images de diffraction de 0^{mm},02 de diamètre. L'étoile artificielle sera donc constituée par un petit trou, ou une image microscopique d'un petit trou, ayant au plus un centième de millimètre de diamètre. Elle sera équivalente à l'image d'une étoile de première grandeur si elle donne un éclairement de 10^{-6} lux, sur un écran placé à une distance égale à la distance focale de l'objectif de lunette. Sa brillance en bougies par centimètre carré sera donc de $1,3 \cdot f^2$. Dans cette expression, f est exprimé en mètres. Mais l'étoile artificielle est observée à travers deux nicols et par réflexion sur une glace sans tain, inclinée à 45° . La brillance de la source sera donc au moins de ⁽¹⁾ :

$$40 \cdot f^2 \text{ bougies par centimètre carré.}$$

La brillance des gros filaments de tungstène permet de réaliser des étoiles ayant l'éclat voulu, même avec les plus grands instruments existants. Les lampes à filament plat construites pour la pyrométrie, sur les indications de M. Ribaud,

⁽¹⁾ La lumière incidente est polarisée par le nicol fixe, dans le plan d'incidence. Le facteur de réflexion de la glace sans tain est alors voisin de 0,1. On peut admettre d'autre part que deux nicols parallèles transmettent le tiers de la lumière incidente.

rendraient ici de réels services. On prendrait comme source l'image d'une petite portion du filament, alimenté et contrôlé comme le fait M. Ribaud (*Revue d'optique*, V, 1926, 289). Pour ne pas avoir à faire tourner la lampe avec le nicol mobile, on emploiera trois nicols, ce qui aura l'avantage supplémentaire d'accroître la précision pour les grandes extinctions, en augmentant l'intervalle de magnitudes observable.

Sous sa forme ordinaire, le photomètre de Zöllner présente un grave défaut : il existe deux étoiles artificielles données par les deux faces de la glace sans tain,

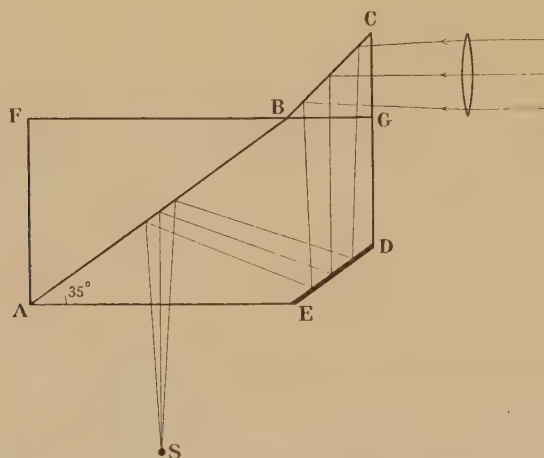


Fig. 17.— AB, lame mince d'air. — ED, face argentée, parallèle à AB. — BCG, prisme à réflexion totale.

et qui sont au point dans des plans différents. La seconde étoile artificielle introduit un élément de dissymétrie qui rend aléatoire l'élimination de l'équation de position. On doit la faire disparaître, par exemple au moyen d'un diaphragme iris que l'on referme pour faire les pointés. Il est encore préférable d'empêcher sa formation. J'avais d'abord songé à remplacer la lame à 45° par un cube de Goni, mais les deux étoiles à comparer seraient colorées d'une façon inacceptable. J'ai finalement employé la réflexion sur une mince lame d'air sous l'incidence de 55° , la lame étant comprise entre deux prismes de verre. Une réflexion sur une face argentée, ainsi qu'une réflexion totale, opèrent une rotation du faisceau, de façon que la lumière incidente puisse être envoyée normalement à l'axe de la lunette, comme cela a lieu dans les photomètres existants. La figure 17 suffit à faire comprendre le fonctionnement du dispositif. Ses faibles dimensions permettent de l'introduire à la place des lames actuelles,

et il modifie à peine la mise au point. Le pouvoir réflecteur est sensiblement triplé ⁽¹⁾.

La plage artificielle des photomètres de la seconde espèce peut être obtenue de deux manières ; soit comme l'ont fait MM. Fabry et Buisson dans leur photomètre sans écran diffusant, par un dispositif exactement semblable à celui qui donne la première plage — une lentille projetant sur la pupille l'image de la source étalon ; — soit, comme l'ont fait M. Dufay et M. Couder, en éclairant un écran diffusant qui recouvre une partie de l'objectif. Dans tous les cas, il existe une curieuse différence d'aspect entre les plages, celle qui correspond à l'étoile paraissant moins mate que la plage artificielle. Cela tient soit au passage des ombres volantes, soit aux stries dues aux défauts d'homogénéité des milieux de l'œil ; en tout cas, c'est le caractère ponctuel de l'étoile qui est en cause. Il semble donc que l'on éviterait cette différence d'aspect en employant le dispositif de MM. Fabry et Buisson, la source étalon étant une étoile artificielle réalisée comme il vient d'être dit.

(1) Le facteur de réflexion sur la première face de la lame d'air est 0,19, la lumière étant déjà polarisée dans le plan d'incidence. Il a la même valeur sur la seconde face, mais le faisceau a été affaibli par la première réflexion. Le facteur de réflexion pour l'ensemble a donc pour valeur $0,19 \times 1,8 = 0,34$.

CHAPITRE V

L'ABSORPTION ATMOSPHERIQUE

1° ABSORPTION MONOCHROMATIQUE

L'absorption atmosphérique est la somme de plusieurs absorptions partielles dont certaines sont de découverte récente.

1° En premier lieu, l'atmosphère éteint la lumière des astres par diffusion moléculaire, phénomène dont la théorie, due à Lord Rayleigh, a été vérifiée au laboratoire (Cabannes, Thèse, Paris, 1921). La valeur du nombre d'Avogadro qu'il faut introduire dans la théorie de Lord Rayleigh pour rendre compte des expériences ne coïncide pas avec celle que l'on déduit de plusieurs autres phénomènes, l'écart atteignant près de 10 p. 100. A cela près, le contrôle expérimental est satisfaisant.

L'absorption par diffusion peut être calculée au moyen du nombre de Cabannes pour l'air pur, si l'on connaît en outre la masse d'air rencontrée par le faisceau lumineux. Cette masse dépend de la distance zénithale et des conditions météorologiques. La théorie en est simple pour les distances zénithales qui ne dépassent pas 60°, car tout se passe alors comme si les couches d'air d'égale densité étaient planes et horizontales ; la masse d'air qui correspond à la distance zénithale z s'exprime de la manière suivante, en fonction de la masse d'air verticale M_0 :

$$M = M_0 \sec z.$$

A 60° du zénith, cette formule donne $M = 2M_0$, alors qu'une théorie plus complète tenant compte de la courbure de la terre et de la réfraction astronomique donne la valeur très voisine $M = 1,998M_0$.

Au delà de 60°, la formule simplifiée s'écarte progressivement de la loi fournie par l'observation, puisqu'à l'horizon elle donnerait une masse infinie, au

lieu de la vraie valeur $M = 59M_0$. Il existe des tables, dressées au moyen d'une théorie plus complète du phénomène, et qui donnent M en atmosphères jusqu'au voisinage immédiat de l'horizon. Disons tout de suite qu'il ne faut leur accorder qu'une confiance modérée. Ces tables sont établies sur des hypothèses très grossièrement approchées quant à la répartition des densités en altitude. Tant qu'on ne s'écarte pas du zénith à plus de 60 ou 70°, les masses, comme les réfractions, sont pratiquement indépendantes des hypothèses faites sur la loi de densité (Laplace), mais il n'en est plus ainsi vers l'horizon. Et, d'autre part, la loi des densités varie avec la saison, la situation météorologique générale, et diverses influences locales ou accidentelles, facteurs qui n'entrent pas en compte dans la théorie. Les absorptions atmosphériques sont donc d'autant moins aisément calculables qu'elles sont plus fortes.

En résumé, des tables étendues de la masse d'air sont inutiles pour le calcul des absorptions astronomiques. Le calcul ne se fait avec sécurité que pour les distances zénithales inférieures à 60°, auxquelles s'applique la formule :

$$M = M_0 \sec z.$$

On en déduit pour la valeur de l'absorption exprimée en magnitudes :

$$\Delta m = k_\lambda \cdot \sec z, \quad (1)$$

k_λ étant l'absorption zénithale.

2° A cette absorption par diffusion, s'ajoute, pour certaines longueurs d'onde, l'absorption proprement dite des constituants normaux de l'air, oxygène, azote, et celle de composés qui s'y trouvent toujours en moindre quantité, vapeur d'eau, gaz carbonique et ozone. Cette absorption est sélective et elle se traduit par un spectre de bandes et de raies telluriques découvert en partie par Fraunhofer, en partie par Brewster qui en a établi la nature et l'origine terrestre.

L'oxygène et l'azote existent en proportion pratiquement constante dans toute l'épaisseur de l'atmosphère réfringente et absorbante. Pour ces corps, l'absorption par diffusion et l'absorption sélective s'ajoutent, pour chaque longueur d'onde, avec la même loi en fonction de z . La formule (1) s'appliquera encore, avec addition d'un second facteur k représentant l'absorption sélective, à celui qui représente la diffusion.

La vapeur d'eau et le gaz carbonique sont confinés dans l'atmosphère basse et moyenne. La répartition de la vapeur d'eau révélée par les ballons-sonde est variable et irrégulière ; il peut exister à quelques kilomètres d'altitude une cou-

che sèche au delà de laquelle on retrouve une couche humide. Mais, comme les deux gaz n'existent pas en quantité appréciable au delà de la stratosphère, la formule (1) est susceptible de représenter leur absorption avec une approximation suffisante jusqu'au voisinage immédiat de l'horizon. On peut, en effet, les considérer comme formant des couches planes et horizontales. A l'horizon même, l'absorption, sans être totale, est très considérable et l'on s'explique l'intensité que prennent dans ces conditions les bandes de l'eau ou du gaz carbonique, qui découpent le spectre du soleil couchant en bandes nettement détachées, avec suppression complète de certaines couleurs (voir Danjon et Rougier, *Annales de l'Observatoire de Strasbourg*, vol. 1, p. 105). Le spectre de l'oxygène et de l'azote est renforcé, lui aussi, mais beaucoup moins que celui de l'eau ou de l'anhydride carbonique.

L'ozone suit une loi entièrement différente, en raison de sa localisation dans la haute atmosphère. Les recherches de MM. Fabry et Buisson (*J. de Physique*, V-3, p. 196, 1913 ; et VI-2, p. 197, 1921) avaient mis hors de doute l'existence d'une certaine quantité d'ozone dans l'atmosphère, mais, d'autre part, ce corps ne se trouvait pas en proportion mesurable dans l'air au voisinage du sol. Il fallait donc admettre son existence à haute altitude. C'est ce qu'ont vérifié MM. Cabannes et Dufay, qui assignent à la couche d'ozone une altitude moyenne de 45 à 50 kilomètres (*J. de Physique*, VI-8, p. 125, 1927). De leur côté, MM. Chalonge, Déjardin et Lambert ont confirmé cette altitude (*Bul. Obs. de Lyon*, 1927, p. 45). La loi de masse qui correspond à une couche mince d'altitude H a pour expression (Bauer et Danjon, *C. R.*, 1923, 176, 761)

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{\cos^2 z + 2 \frac{H}{R} \sin^2 z}}$$

R étant le rayon de la terre. En raison de la petitesse de $\frac{H}{R}$, on peut écrire près du zénith

$$M = M_0 \sec z \left(1 - \frac{H}{R} \tan^2 z \right)$$

et même, réduire cette expression à son premier terme, de sorte que la formule d'absorption (1) s'appliquera encore avec un coefficient k approprié. Près de l'horizon, M tend vers une limite, égale à

$$M = M_0 \sqrt{\frac{R}{2H}}$$

L'altitude trouvée par Cabannes et Dufay correspond à une valeur du coefficient de M_0 voisine de 8.

En résumé, l'absorption proprement dite due aux gaz constituant l'atmosphère suit de très près la loi

$$\Delta m = K_\lambda \sec z$$

tant que la distance zénithale ne dépasse pas 60° . Au delà, les divers constituants se comportent de manière bien différente. Si l'on désigne par 1 l'absorption zénithale de chacun d'eux, l'absorption horizontale est égale à 39 pour l'oxygène et l'azote, à 8 pour l'ozone, et à une valeur très grande, correspondant à une extinction totale, pour la vapeur d'eau et le gaz carbonique.

3° L'atmosphère contient en suspension des particules solides ou liquides (indépendamment des nuages proprement dits), qui forment ce qu'on appelle d'une façon imagée la *vase atmosphérique*. Cette vase est fortement tassée dans la basse atmosphère, ainsi qu'on peut s'en assurer du haut d'une montagne dominant la plaine. De l'Observatoire Vallot, au Mont Blanc (4 347 mètres), on distingue généralement une stratification nette, vers l'Ouest, à la distance zénithale $90^\circ,5$ ou 91° , la dépression de l'horizon étant de 2° . On peut en conclure qu'il existe au-dessus de la France une couche de poussières dont l'altitude supérieure est comprise entre 2 500 et 3 000 mètres. Il existe au-dessus une autre couche moins dense, perceptible surtout par les effets de perspective aérienne qu'elle produit dans la chaîne des Alpes, et dont le niveau supérieur atteint près de 4 000 mètres. Il pourrait exister d'autres particules plus élevées, sans que la couche qu'elles forment possédât un contour apparent, puisque l'Observatoire y serait plongé ; mais elles ne sauraient avoir qu'une densité très faible.

On peut donc fixer aux environs de 4 000 mètres, dans nos régions, la limite supérieure des particules diffusantes, — sans préjudice toutefois de celles qui pourraient exister à des altitudes très élevées. On en a signalé, à la suite d'éruptions volcaniques, jusqu'à 80 kilomètres d'altitude, mais par suite, peut-être, d'une interprétation inexacte des faits observés. D'autre part, en 1922, nous avons, M. E. Bauer et moi, décelé l'existence d'une couche absorbante de nature inconnue, à une hauteur de l'ordre de 150 kilomètres. L'année suivante, les mêmes observations effectuées avec le même matériel, au même lieu (Mont Blanc), dans les mêmes conditions, nous ont donné pour cette couche une absorption beaucoup plus faible ; il s'agirait donc d'un phénomène rapidement variable.

La loi en sécante z s'applique, jusqu'à l'horizon même, à l'absorption par la vase atmosphérique. Lorsqu'il existe des couches absorbantes plus élevées, la

même loi est valable au moins jusqu'à 60° de distance zénithale avec une approximation suffisante.

Concluons. Il n'est légitime de parler d'un coefficient d'absorption monochromatique K_λ de l'atmosphère, que pour des valeurs de z inférieures à 60°. Au delà, il n'existe aucun nombre qui, multiplié par une fonction, si compliquée soit-elle, de la distance zénithale, donne la perte de magnitude monochromatique de l'étoile. En deçà, l'absorption se calcule aisément par la formule

$$\Delta m = K_\lambda \sec z,$$

qui remplace avantageusement toutes les tables de masse ou d'absorption. K_λ est la somme de divers termes, coefficients partiels relatifs chacun à un constituant de l'atmosphère, normal ou accidentel.

2° ABSORPTION EN LUMIÈRE BLANCHE

En lumière blanche, le problème se complique, même pour les faibles valeurs de z , parce que le coefficient K_λ varie avec λ . Toutefois, si l'on fait abstraction des discontinuités dues aux raies et bandes telluriques, assez peu intenses aux faibles distances zénithales, et si l'on restreint l'étendue spectrale par un écran convenable, d'heureuses circonstances permettent de définir pratiquement un coefficient d'absorption moyen en lumière complexe.

En effet, reportons-nous aux courbes donnant K_λ obtenues par Abbot et Fowle, et récemment interprétées par Cabannes et Dufay. D'une manière générale, K_λ décroît quand la longueur d'onde croît. S'il n'y avait pas d'ozone dans l'atmosphère, ce coefficient varierait comme l'inverse de la puissance quatre de la longueur d'onde. Mais, dans les bandes de Chappuis, l'absorption de l'ozone varie de telle sorte que la courbe représentant la variation de K présente, sinon un palier, du moins une inflexion avec faible pente pour la radiation 550 m μ . En d'autres termes, K_λ varie lentement au voisinage du maximum de sensibilité de l'œil. On peut préciser en calculant les valeurs de K_λ au niveau de la mer, à partir des éléments donnés par Cabannes et Dufay (*J. de Physique*, VI-7, 257, 1926). On obtient les valeurs suivantes, exprimées en magnitudes stellaires.

λ	K_λ
400 m μ	0 ^m ,37
500	16
600	11
700	05

La courbe figure 18 met en évidence la constance relative de K_λ entre 500 et 600 $m\mu$.

Il est donc légitime de définir un coefficient d'absorption moyen en lumière complexe, à la condition de limiter par un écran le domaine spectral. C'est principalement le bleu et le violet qu'il convient d'éliminer, et nous justifions ainsi, une fois de plus, l'emploi d'un écran jaune pour les observations visuelles. La

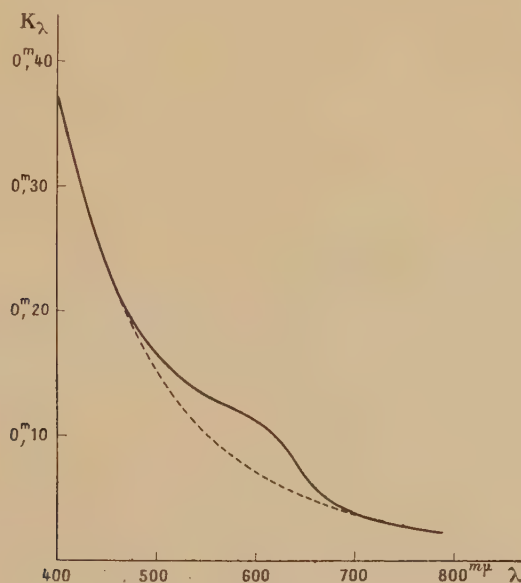


Fig. 18. — Variation de K_λ .

suppression des radiations rouges extrêmes n'est pas aussi nécessaire ; le coefficient de visibilité atteint seulement 0,1 pour 650 $m\mu$, tandis qu'il est encore de 0,3 pour 500 $m\mu$. L'extrémité rouge du spectre a donc peu d'influence sur le résultat des comparaisons. Il est incontestable, néanmoins, que le domaine le plus favorable pour la photométrie visuelle s'étend de 500 à 630 $m\mu$. La valeur moyenne correspondante de K , pour une atmosphère entièrement dépourvue de particules, serait de 0^m,13.

Ainsi restreint, le problème se ramène à la détermination expérimentale de K . La valeur théorique ne saurait convenir à des observatoires de plaine, plongés dans la vase atmosphérique. Nombreux sont les auteurs qui ont déterminé la valeur moyenne de K pour leur observatoire ; d'autres se sont transportés spécialement en diverses localités pour y étudier l'absorption à des altitudes élevées. Le tableau suivant groupe un certain nombre de valeurs de K ainsi observées et ramenées au niveau de la mer par une règle de trois, en tenant compte

de la pression barométrique au lieu d'observation. Les premiers nombres du tableau sont empruntés à Müller, *Photometrie der Gestirne*, les autres sont extraits de publications récentes. Parmi ceux-ci, quelques-uns, marqués d'une astérisque, sont la moyenne d'observations monochromatiques, ou faites avec des écrans sélectifs. Toutes les autres mesures ont été obtenues en lumière totale.

VALEURS OBSERVÉES DE K

AUTEUR	STATION	ALTITUDE	K
Bouguer	Le Croisic.	0 m	0 ^m ,23
Pritchard	Le Caire.	33	19
Trépied	Paris.	59	23
Wolff	Bonn.	62	24
Pritchard	Oxford.	64	26
Abney	Derby.	»	18
Müller	Potsdam.	100	20
Stampfer	Vienne	202	21
Seidel	Munich.	529	25
Abney	Grindelwald.	1.057	22
Langley	Etna.	1.440	13
Müller	Säntis.	2.504	19
Abney	Faulhorn.	2.683	12
Müller et Kempf	Etna.	2.942	20
Langley	Mont Withney.	3.543	14
Vanderlinden	Uccle.	102	24
Abbot	Washington.	»	32*
Gallissot	Lyon.	299	35*
Abbot et Fowle	Mont Wilson (1910-11)	1.730	14*
Bauer et Danjon	Mont Blanc	4.347	14*

Ce tableau, qui n'a nullement la prétention d'être complet, suffit à montrer l'extrême variété des coefficients obtenus, qui vont de 0^m,12 à 0^m,32. En portant leurs valeurs sur un graphique en fonction de l'altitude de la station, il apparaît (fig. 19) immédiatement que toutes les valeurs supérieures à 0^m,15 ont été obtenues à moins de 1 200 mètres, exception faite des nombres obtenus par Müller au Säntis, et par Müller et Kempf à l'Etna. Les autres mesures en montagne sont en excellent accord. Les observateurs allemands mesuraient l'absorption de nuit, sur les étoiles ; les autres observateurs opéraient de jour, sur le soleil. Il serait imprudent d'en conclure à un changement de la valeur de K, du jour à la nuit, mais le problème se pose cependant. Les ressources actuelles de la photométrie stellaire permettraient de le résoudre aisément sous un ciel pur. Il serait illusoire d'entreprendre ce travail à Strasbourg et je me borne à en signaler l'intérêt.

Si nous mettons à part les observations faites au Säntis et à l'Etna, il reste

5 valeurs de K obtenues à haute altitude. Il convient de remarquer qu'il n'était pas légitime de les ramener au niveau de la mer par une règle de trois, proportionnellement à la pression barométrique, car l'absorption par l'ozone, qui y

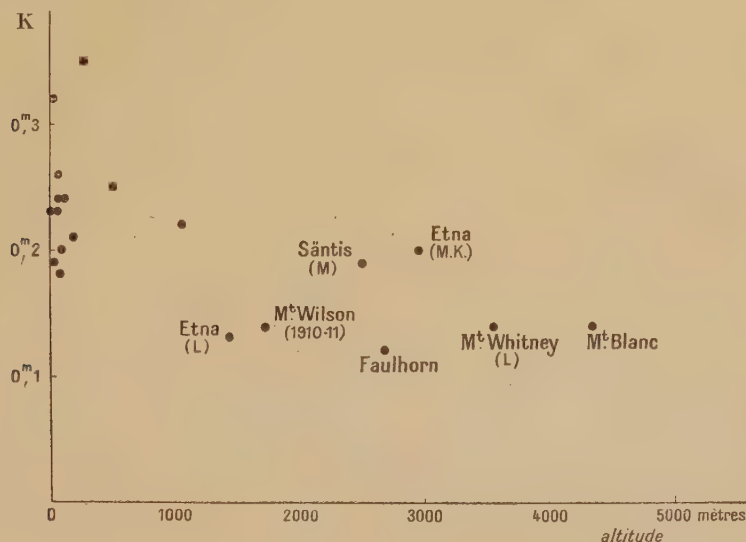


Fig. 19.

figure pour environ $0^m,03$, ne doit subir aucune correction, en raison de l'altitude de la couche absorbante. Si l'on en tient compte, on obtient les 5 valeurs suivantes, plus correctes :

Langley	$0^m,13$
Abbot et Fowle	13
Abney	11
Langley	13
Bauer et Danjon	12

L'accord de ces nombres avec la valeur théorique est satisfaisant. Si l'on trouve en plaine des valeurs beaucoup plus grandes, c'est évidemment l'absorption par la vase qui fournit l'excédent. Les 13 déterminations à basse altitude donnent en moyenne $K = 0^m,24$; par conséquent, l'absorption par la vase double en moyenne l'absorption théorique.

Signalons, tout de suite, une difficulté quelque peu paradoxale. Puisque la moitié environ du coefficient K est due à la vase, on devrait trouver des valeurs de K d'autant plus grandes qu'on observerait plus près de l'horizon, alors qu'en général c'est le contraire qui a lieu. Beaucoup d'observateurs, sinon tous, ont relevé le fait, même ceux qui, comme M. Gallissot (Thèse, 1921), font usage

d'écrans sélectifs. Il est juste de dire que les écrans employés laissent passer de très larges bandes spectrales, aussi bien ceux de M. Gallissot que ceux que nous avons employés au Mont Blanc, M. Bauer et moi, bien que les nôtres fussent plus sélectifs. L'existence de l'ozone ne paraît pas donner la clé du phénomène, l'absorption due à ce gaz n'étant qu'une faible fraction de l'absorption totale, dans le bleu par exemple. La variation progressive de la longueur d'onde effective des écrans ne rend pas compte non plus de la grandeur des effets observés.

Nous avons interprété nos observations au Mont Blanc, M. Bauer et moi, en admettant l'existence d'une couche absorbante d'altitude très élevée, et d'épaisseur variable avec le temps. Cette explication rend bien compte des faits, mais elle ne suffit pas à expliquer la grandeur du phénomène observé en plaine, comme nous allons le montrer, sur les observations de M. Gallissot à Lyon, et sur celles de Müller à Potsdam et au Sântis. M. Gallissot faisait usage de cuves à absorption, Müller utilisait la lumière globale.

J'ai réduit leurs mesures de la façon suivante. Pour calculer l'absorption totale, il convient d'ajouter aux absorptions différentielles (observées entre le zénith et la distance zénithale z) la valeur de l'absorption zénithale. Celle-ci se déduit des mesures faites entre 0 et 60°, en admettant la loi en $\sec z$. L'absorption totale, divisée par la masse totale d'air traversé, donne K . Il y a lieu de remarquer que les nombres de M. Gallissot sont rapportés aux distances zénithales vraies, ceux de Müller aux distances apparentes. On obtient les résultats suivants.

DÉCROISSANCE DE K AVEC LA DISTANCE ZÉNITHALE

z	MULLER		GALLISSOT (Lyon)		
	Potsdam 100 ^m	Sântis 2504 ^m	Rouge	Vert	Bleu
0° à 60°	0 ^m ,23	0 ^m ,14	0 ^m ,32	0 ^m ,35	0 ^m ,36
80°	22	14	30	33	35
85°	19	135	26	31	33
87°	18	13	22	27	32
88°	17	125	18	24	28

La décroissance observée au Sântis est faible et elle pourrait s'expliquer par la croissance de la longueur d'onde effective avec z , ainsi que par l'existence de

l'ozone. L'explication serait probablement insuffisante pour les observations de Potsdam, mais elle réduirait notablement l'écart.

Elle serait tout à fait impuissante à rendre compte des observations de Lyon.

Les longueurs d'onde effectives des écrans de M. Gallissot paraissent être approximativement 620, 550 et 500 m μ . Les coefficients théoriques d'absorption correspondants ont pour valeur :

$$(R) \ 0^m,10 \qquad (V) \ 0^m,13 \qquad (B) \ 0^m,16.$$

L'absorption zénithale par les particules s'élève donc, par différence, à :

$$(R) \ 0^m,22 \qquad (V) \ 0^m,22 \qquad (B) \ 0^m,20.$$

Le nombre relatif au bleu est rendu un peu incertain par ce fait que la cuve de bleu céleste laisser passer du rouge. A cela près, on peut légitimement dire que l'absorption par la vase est neutre.

Il est intéressant de séparer, dans les absorptions totales de M. Gallissot, l'absorption par l'air pur et l'absorption par la vase. Nous connaissons bien la loi d'absorption par l'air pur : à l'approximation de ce calcul, on peut admettre la loi de masse calculée par Bemporad. En retranchant l'absorption par l'air pur de l'absorption totale observée à la distance zénithale z , on obtient l'absorption totale par la vase à cette même distance. La loi en $\sec z$ s'appliquant à la vase, jusqu'à l'horizon, nous pouvons en déduire des valeurs de K relatives aux seules particules ; et nous constatons que ces valeurs décroissent très vite au voisinage de l'horizon.

ABSORPTIONS TOTALES (M. GALLISSOT)

Ecran vert.

Z vrai	Abs. totale	Abs. par l'air pur	Différence	K (partic.)
60°	0 ^m ,70	0 ^m ,26	0 ^m ,44	0 ^m ,22
80°	1, 86	0, 73	1, 13	20
85°	3, 18	1, 35	1, 83	16
87°	4, 09	2, 00	2, 09	11
88°	4, 77	2, 57	2, 20	08

Une seule hypothèse peut rendre compte de la très rapide décroissance de K : la vase atmosphérique ne forme pas au-dessus de la région lyonnaise une couche indéfinie, possédant des surfaces d'égale densité planes et horizontales. A mesure que l'on s'éloigne du lieu d'observation, la vase atmosphérique se raréfie, à altitude égale. Cette explication n'est nullement invraisemblable ; elle trouve une confirmation dans l'existence d'une variation azimuthale du coefficient K .

Les observations en rouge et en bleu donneraient des tableaux tout à fait analogues, avec une décroissance de K , au voisinage de l'horizon, plus rapide pour le rouge, et moins rapide pour le bleu, ce qui semble indiquer que l'absorption par la vase n'est pas rigoureusement neutre, mais qu'elle croît lentement du rouge vers le bleu.

La majeure partie de l'absorption en plaine étant due aux particules absorbantes, on doit s'attendre à de grandes variations du coefficient K , d'un jour à l'autre, suivant la direction et la vitesse du vent, le nettoyage de l'atmosphère inférieure par la pluie, etc.. J'ai constaté de telles variations à Strasbourg. Les valeurs de K ont été obtenues en observant au photomètre de Zöllner un certain nombre d'étoiles situées à toutes les distances zénithales possibles. En portant en fonction de la distance zénithale la perte de magnitude de chacune d'elles, on obtient une droite dont la pente donne K . Voici quelques valeurs obtenues au cours de nuits sinon pures, du moins claires, au cours desquelles j'avais obtenu d'autre part de bonnes mesures d'étoiles variables.

1921, juillet 25	$K = 0^m,30$
— — 29	24
— — 30	55
— — 31	51

Le ciel, dans tous les cas exempt de nuages, était assez pur les 25 et 29, et encore très transparent à première vue les 30 et 31 ; mais on distinguait alors à l'horizon une bande laiteuse. Au zénith, la perte d'éclat des étoiles, du 29 au 30, atteignait seulement $0^m,3$, quantité tout à fait insensible en l'absence de repère photométrique.

Ces observations m'avaient montré combien il est dangereux d'utiliser une table d'absorption dressée une fois pour toutes avec une valeur déterminée de K . La table de Müller, qui est actuellement d'un emploi très général, ne convient qu'à une nuit moyenne, sous le climat de Potsdam ; mais même en ce lieu, elle ne convient certainement pas à une nuit quelconque. Adopter une fois pour toutes cette table, ou une autre du même type, c'est renoncer du même

coup à la précision du centième, et même du dixième de magnitude. On ne saurait croire le tort qu'a causé à la photométrie stellaire une fausse analogie entre la théorie de la réfraction et celle de l'absorption.

Un exemple tiré des *Annales de Harvard* montrera l'importance des erreurs commises par suite de l'emploi de tables fixes (vol. 64, p. 147). Le 19 décembre 1894, on observa au grand Photomètre Méridien 316 étoiles, entre 23^h7^m et 6^h21^m (t. m. G.). Pickering donne pour chaque groupe de 20 étoiles la valeur moyenne des résidus de ces observations par rapport aux moyennes données par les catalogues partiels H. A. 44 et 45. Ces résidus croissent systématiquement d'heure en heure. Le résidu de la première série est — 0^m,01, celui de la dernière + 0^m,17. La moyenne des 9 premières séries donne + 0^m,04, celle des 8 dernières + 0^m,11. En moyenne, les résidus de cette soirée atteignent + 0^m,07, de sorte que les étoiles furent estimées trop faibles ce soir-là, de 0^m,07 en moyenne. Pickering ajoute que cette variation systématique des résidus est probablement due « à la variation de la quantité de brume dans les différentes parties du ciel, ou à quelque autre cause échappant au contrôle de l'observateur ». Cette hésitation sur la cause semble peu légitime, si l'on songe que la mesure est indépendante de tout étalon terrestre. On ne voit vraiment pas ce qui aurait pu agir, en dehors de l'absorption atmosphérique. Si l'on examine de plus près le journal des observations faites ce soir-là, on constate en effet que la déclinaison des étoiles observées est allée en diminuant à mesure que la nuit s'avancait ⁽¹⁾. La valeur de K correspondant à l'état du ciel était probablement plus forte que celle sur laquelle reposait la table de correction atmosphérique, de sorte que l'erreur commise est allée en croissant au cours de la séance d'observation.

Comme on le voit, les nuages visibles ne sont pas tant à craindre que les voiles légers et sans contours apparents qui se révèlent seulement par leur coloration au coucher du soleil, et dont rien ne vient signaler l'apparition ou la présence continue au cours de la nuit. On ne s'en soucie pas en général, et c'est là la cause à peu près certaine des écarts accidentels si élevés que nous avons relevés en discutant les catalogues photométriques. Seul, Parkhurst, à l'occasion de son beau travail, *Yerkes Actinometry*, a pris la précaution de contrôler la constance de K au cours de la nuit. Il dirigeait vers le pôle un appareil photographique fixe, avec lequel il obtenait des traînées extrafocales de la Polaire et des étoiles voi-

(1) Jusqu'à 3^h10^m, on a observé surtout entre les déclinaisons + 30° et + 40°; après 3^h10^m, entre 0° et + 20°

sines. Les variations de K se traduisaient par des variations de la densité des traînées.

Cette précaution est excellente, mais elle ne suffit pas, si l'on néglige de mesurer la valeur de K qui convient à la nuit d'observation, et avec laquelle on calculera les corrections d'absorption.

Bien entendu, l'on se heurte à de grandes difficultés, si l'on observe en lumière blanche, sans écran. Vanderlinden a trouvé les valeurs suivantes de K , pour les diverses classes spectrales :

Type B-A	$K = 0^m,29$
— G	26
— K-Ma	20

On ne s'est nullement préoccupé de la variation de K avec la couleur, lors de l'établissement des catalogues, mais on a adopté une table d'absorption moyenne. L'emploi d'écrans colorés supprimerait ou atténuerait considérablement cette cause d'erreurs graves.

Remarquons en passant que les méthodes physiques ont, relativement au calcul de l'absorption, un désavantage marqué sur la photométrie visuelle dans le domaine que nous avons choisi. En effet, ces méthodes s'appliquent en général à des radiations de courte longueur d'onde, pour lesquelles K_λ varie très rapidement avec λ et prend des valeurs élevées.

La table photographique de Wirtz (*Astr. Nach.*, 3691, vol. 154, p. 361) correspond à un K moyen de $0^m,40$. A l'Observatoire Lick, Miss Cummings multiplie les absorptions visuelles par un coefficient qui, selon la couleur de l'étoile, est compris entre 1,3 et 2,0, pour la réduction des observations photoélectriques. Guthnick et Prager appliquent les mêmes coefficients aux absorptions de la table de Müller, pour réduire leurs observations photoélectriques faites à Potsdam. Ces auteurs signalent du reste des variations rapides de l'absorption, ainsi qu'un accroissement systématique de sa valeur au cours de la nuit (condensation ?).

Mesure de K .

La mesure de K doit être faite au moins une fois par nuit, et l'on dispose pour cela de plusieurs méthodes.

1° La plus expéditive, de beaucoup, consiste dans la comparaison d'une polaire (la Polaire ne saurait convenir puisqu'elle est variable) et d'une étoile artificielle étalon. La méthode fournit immédiatement les variations de

$$K \text{ séc } z$$

pour des valeurs de la sécante qui, sous nos latitudes, s'écartent peu de 1,4. Pour en déduire K , il faudrait étalonner l'appareil une fois pour toutes au moyen de la méthode n° 2 ; il suffirait ensuite de contrôler la constance de l'étoile artificielle, par exemple au moyen d'un autre étalon soigneusement conservé et rarement employé.

2° On peut comparer à une même source étalon diverses étoiles de magnitudes connues et situées à diverses distances zénithales. On applique cette méthode, actuellement, en suivant une même étoile au cours de la soirée, et en l'observant à diverses distances zénithales. Nous en avons assez dit sur les variations de K pour faire rejeter cette technique. Mais celle que nous décrivons suppose que l'on connaît avec précision les différences de magnitudes des diverses étoiles observées, ce qui n'est pas le cas dans l'état actuel des catalogues. Il faudrait donc avant tout dresser un catalogue spécial d'étoiles choisies en vue de la mesure de K . On prendra de préférence des étoiles zénithales, et on les comparera entre elles, sans intermédiaire, avec un photomètre à double image. Le même appareil servira à la mesure quotidienne de K . Comme on évitera d'observer à plus de 60° du zénith, la méthode fournira K avec un coefficient inférieur à l'unité. Mais elle a l'avantage de s'appliquer à la recherche d'un effet azimuthal, dont il y aura lieu de tenir compte éventuellement.

Il serait prématuré de dresser ici le plan détaillé d'observation pour un grand catalogue photométrique, mais on en devine les grandes lignes d'après ce qui précède.

1° Etude spéciale de l'absorption ; préparation d'un catalogue préliminaire d'étoiles pour l'étude de l'absorption ; recherche d'un effet azimuthal ;

2° Observation des étoiles du catalogue à hauteur constante. La correction d'absorption se réduit à celle de l'effet azimuthal ;

3° Choix des fondamentales sur un parallèle céleste passant par le zénith ; on les comparera deux à deux, symétriquement par rapport au zénith, au moyen d'un photomètre à double image ; magnitudes : 5^m à 7^m ;

4° Emploi d'un écran coloré, pour toutes les observations.

Ce programme schématique rappelle à certains égards celui de Potsdam ; il en diffère profondément par l'usage de l'écran et par le mode de correction de l'absorption.

CHAPITRE VI

PHOTOMÉTRIE STELLAIRE DIFFÉRENTIELLE

Calculons l'absorption différentielle entre deux astres dont la distance zénithale diffère de 1° . En désignant par z la distance zénithale moyenne, on a :

$$\Delta m = K \cdot \sec z \cdot \operatorname{tg} z \cdot \sin 1^{\circ}.$$

En adoptant pour K la valeur $0^m,3$ qui paraît convenir à une nuit moyennement claire, on trouve les valeurs suivantes :

$z = 10^{\circ}$	$\Delta m = 0^m,001$
20	2
30	3
40	6
50	10
60	18

Si l'on s'impose une précision de $0^m,005$ sur la correction, on voit qu'il suffira de connaître K avec une approximation de un quart, les observations étant faites à moins de 60° du zénith. Le problème se simplifie donc beaucoup si l'on se borne à comparer entre elles des étoiles voisines.

Si la distance est seulement de quelques minutes, par exemple $6'$, la correction devient négligeable jusqu'au voisinage immédiat de l'horizon. Pour $z = 60^{\circ}$, elle n'atteint pas encore $0^m,002$. A 80° , elle serait un peu inférieure à $0^m,01$, d'après la table de Müller, de sorte qu'en l'omettant, on ne ferait pas une erreur de 1 p. 100.

Ces considérations ouvrent d'intéressantes perspectives pour l'étude des étoiles variables, le plus attachant problème de la photométrie stellaire. Mais il faut que l'instrument permette d'utiliser les avantages qui viennent d'être exposés. En particulier, on doit pouvoir choisir les étoiles de comparaison dans le voisinage immédiat de la variable.

Quelques considérations tirées des statistiques stellaires vont nous permettre de préciser les conditions du problème. Il existe environ 6 500 étoiles visibles à l'œil nu, soit une par 6 degrés carrés. La répartition en est du reste irrégulière, et certaines régions du ciel de forte latitude galactique en ont à peine une pour 10 degrés carrés. La probabilité pour qu'une variable possède une étoile de comparaison visible à l'œil nu, à moins de 1° de distance, est donc faible, un demi ou un quart.

Si la variable est elle-même visible à l'œil nu, et si l'on recherche une étoile de comparaison ayant sensiblement la même magnitude, le choix est encore plus restreint. Ainsi, pour une variable de magnitude 2 à 3, il faudra souvent s'écarter de plus de 10° pour trouver l'étalon. C'est justement là ce qui cause l'infériorité de la méthode d'Argelander, bien plus encore que le peu de sensibilité de l'œil au contraste entre points stellaires. La distance qui sépare les étoiles à comparer est généralement grande, et la correction d'absorption est alors très incertaine. La même remarque s'applique à la photométrie photographique et à la photométrie photoélectrique, qui s'accommodent mal de grandes différences de magnitude : on est tenu de prendre des étalons ayant sensiblement la magnitude de la variable, et on les prend où l'on peut, parfois assez loin pour que l'incertitude de la correction d'absorption détruise la précision propre à la plaque ou à la cellule.

Seule, la photométrie visuelle possède, quant à présent, la souplesse nécessaire pour que soit possible la comparaison immédiate de magnitudes très différentes. Le domaine de la photométrie visuelle différentielle est donc très étendu, et l'application de la méthode est très générale. Supposons en effet que l'instrument comporte une lunette de 10 centimètres, avec laquelle toutes les étoiles de la carte d'Argelander soient visibles (jusqu'à la neuvième grandeur environ). Il existe en moyenne 12 de ces étoiles par degré carré. Il y en a une quarantaine, en moyenne, dans un cercle de 1° de rayon. Même en tenant compte de la condensation galactique, on voit toute l'étendue du choix possible, quant à l'étoile de comparaison, si l'instrument n'impose aucune limite de magnitude. Le plus souvent, on pourra chercher parmi ces étoiles, en s'aidant du *Draper Catalogue*, celles dont le type spectral se rapproche le plus de celui de la variable, et, dans ce cas, l'emploi d'un écran coloré ne s'impose même plus.

On voit encore qu'il est avantageux d'appliquer à cette méthode des instruments de grande ouverture, car, si l'on augmente la surface de l'objectif de façon à gagner une magnitude stellaire, le nombre des étoiles est multiplié par 3,2 (Seeliger, Kapteyn), tandis que la surface du champ est divisée par un facteur égal à 2,52 seulement (car on conserve l'oculaire photométrique). Finalement,

le nombre des étoiles accessibles est multiplié par $4/3$ environ. Cette remarque s'applique particulièrement au photomètre de Pickering.

En résumé, la photométrie différentielle jouit, à l'égard des erreurs systématiques dues à l'absorption, d'un avantage spécial, grâce auquel la recherche du centième de magnitude cesse d'être illusoire. Mais le bénéfice de cet avantage est réservé aux instruments qui permettent la comparaison directe d'étoiles très proches, quelle que soit leur différence de magnitude. La méthode visuelle se prête mieux que les autres à des comparaisons de cette nature, et nous pensons avoir montré dans les précédents chapitres qu'elle avait la précision nécessaire.

Nous allons étudier dans la suite deux instruments différentiels. L'un d'eux, dû à Pickering, a fait ses preuves à l'Observatoire de Harvard, depuis de longues années, entre les mains, notamment, de Pickering lui-même et de Wendell. Le second a été construit spécialement pour la mise en œuvre des principes qui précèdent. Il s'est montré à l'usage supérieur au photomètre de Pickering, son emploi est plus général et sa précision est effectivement du centième de magnitude, soit, en nombres, de 1 p. 100. La précision obtenue dans les mesures photométriques de laboratoire peut donc l'être aussi dans l'étude des étoiles variables, avec un matériel peu coûteux, et d'un emploi facile.

CHAPITRE VII

PHOTOMÈTRE DIFFÉRENTIEL A DOUBLE IMAGE DE PICKERING

La première idée du photomètre à double image et à polarisation est due à Arago qui le décrit notamment dans son *Astronomie Populaire* (Paris, 1856, vol. III, p. 477). Nous conserverons l'usage qui s'est établi de désigner l'instrument du nom de celui qui en fit la première application à la photométrie stellaire ⁽¹⁾.

Dans le volume XI des *Annales de Harvard*, E.-C. Pickering décrit un certain nombre d'appareils (voir aussi vol. LXIX, part. 1) qui peuvent s'adapter à l'extrémité oculaire d'un équatorial quelconque et qui sont destinés en principe à la comparaison des composantes des étoiles doubles. Plusieurs variables étant aussi des étoiles doubles, on leur a appliqué la méthode et l'on a obtenu d'excellentes courbes de lumière (Wendell). Malgré la précision que faisaient ressortir ces résultats, l'appareil ne semble pas s'être répandu comme il l'eût mérité, et les avantages de la photométrie différentielle ne semblent pas avoir été appréciés. En dehors des exemplaires de Harvard, je n'ai eu connaissance que des photomètres de ce type employés à Princeton (voir Mc Diarmid, *Astrophys. J.* XLII, 42), à Illinois Observatory (voir J. Stebbins, *Photometric obs. of double stars*, Urbana 1907), auxquels il faut ajouter celui que j'ai fait construire pour l'Observatoire de Strasbourg. La plupart des photomètres désignés dans les publications de langue anglaise par l'expression : *photomètres à polarisation* sont

⁽¹⁾ Arago, qui attachait tant d'importance aux questions de priorité, écrit, au sujet de cet instrument : « Je sais trop bien la différence qu'il y a entre un projet d'expérience et une expérience effectuée... » Le photomètre qu'il décrit n'a pas servi à la photométrie des étoiles, mais à celle de la brillance de la lumière cendrée de la lune, comparée à celle du croissant lunaire éclairé par le soleil. A Harvard, au contraire, l'instrument a servi à la photométrie stellaire, soit comme instrument fixe (photomètre méridien), soit comme photomètre équatorial. C'est ce dernier type d'appareil, le moins connu des deux, qui est décrit dans ce chapitre.

en réalité des photomètres de Zöllner, à étoile artificielle graduée au moyen de deux nicols.

Le photomètre de Pickering se compose d'une lunette renfermant un biréfringent suivi d'un analyseur tournant (fig. 20). Le biréfringent dédouble les images stellaires. On le déplace dans la lunette et on l'oriente à volonté ; il est donc possible de juxtaposer les images des deux étoiles à comparer, ces images étant polarisées à angle droit. On égalise ces images en tournant l'analyseur, qui possède un cercle gradué. L'égalisation est possible pour quatre positions de l'ana-

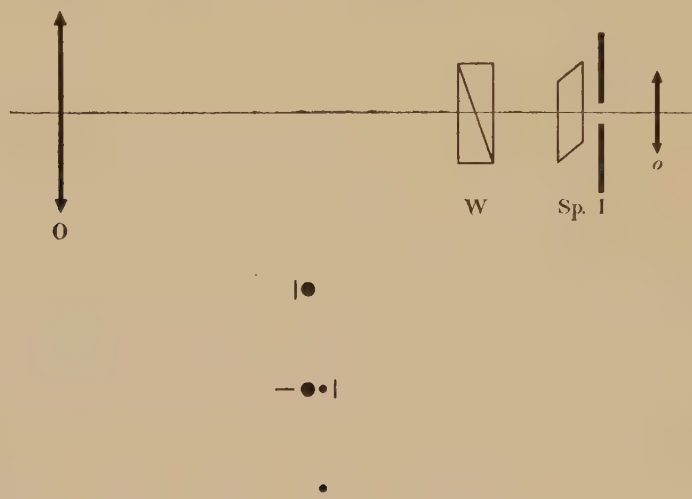


Fig. 20. — Photomètre de Pickering.

lyseur, opposées deux à deux. On les note toutes les quatre, ce qui dispense de faire les lectures d'extinction, et l'on prend l'angle 2α (inférieur à un droit) de deux d'entre elles. La différence de magnitude est donnée par la formule :

$$\Delta m = 5 \log \cotg \alpha.$$

Si l'on voulait comparer entre elles des étoiles situées aux bords opposés du champ, il faudrait donner au biréfringent des dimensions considérables. Pickering a construit un modèle de ce photomètre dans lequel les images stellaires sont d'abord rapprochées par deux prismes de petit angle placés en avant du biréfringent ⁽¹⁾. Cet appareil fonctionne pour des distances comprises entre 5' et 40'. On pourrait aussi monter le photomètre de Pickering sur un héliomètre. L'appareil que j'ai construit à Strasbourg ne comporte pas de prismes et il con-

⁽¹⁾ *Annales de Harvard College*, chap. 69, part. I, p. 3.

vient seulement pour des distances inférieures à 5', lorsqu'il est placé sur le grand réfracteur.

La nature du biréfringent n'est pas indifférente. Pickering employait des prismes de spath achromatisés, ou des prismes de Rochon (ou de Wollaston ?) en quartz. Après divers essais, j'ai adopté exclusivement les Wollaston en spath. La biréfringence du spath étant 19 fois celle du quartz, on obtient le même dédoublement avec des appareils de spath beaucoup plus minces et des surfaces moins inclinées sur le faisceau ; la déformation des images est moindre. Quant au défaut d'achromatisme, il est un peu plus grand que dans le cas du quartz, environ les $4/3$; mais l'instrument étant toujours utilisé avec un écran coloré,



Fig. 21.

cet inconvénient disparaît en pratique. L'astigmatisme, dû au fait que chaque image est extraordinaire pour une partie du trajet de la lumière dans le spath, est très réduit, l'épaisseur de matière traversée étant de 2 millimètres au plus. Il est perceptible avec un grossissement bien supérieur au grossissement photométrique, et seulement dans de bonnes conditions de calme atmosphérique. Au contraire, les appareils de quartz que j'avais d'abord employés donnaient des images d'aspects très différents.

J'utilise deux de ces biréfringents de spath ; l'un d'eux donne un dédoublement de 65', l'autre de 102'. La construction de l'appareil permet de les écarter jusqu'à 30 centimètres du plan focal. La distance focale étant de 692 centimètres, le dédoublement maximum qu'on peut obtenir sur le ciel est de 4',5.

L'expérience a montré qu'il était impossible de coller au baume de Canada les biréfringents de spath minces. Les variations de température amènent la rupture du collage, et même du spath. Le contact est donc assuré par une mince couche de glycérine, et les deux prismes sont maintenus par une bande de papier d'étain collée à l'arcanson sur la tranche. Cet assemblage est stable, mais non susceptible d'un réglage parfait, de sorte qu'on n'obtient pas la perpendicularité des sections principales des deux prismes. En conséquence, on aperçoit au

milieu des deux images normales une image supplémentaire, dont l'intensité ne varie pas quand on fait tourner le nicol. En effet, cette image est en réalité la superposition de deux images polarisées à angle droit (fig. 21), et très faibles, qu'on ne peut séparer qu'avec un fort grossissement. Soit $90^\circ + u$, l'angle des sections principales, les deux images normales de l'étoile sont proportionnelles à $\cos^2 u$, les images supplémentaires à $\sin^2 u$. Si l'on égalise l'image supplémentaire et l'une des images normales en tournant l'analyseur, on a

$$\sin^2 u = \cos^2 u \cdot \sin^2 \alpha$$

d'où

$$\operatorname{tg} u = \sin \alpha \quad \text{ou sensiblement} \quad u = \alpha.$$

On peut donc déterminer très exactement u par une mesure photométrique ; j'ai trouvé pour mes Wollaston des angles de l'ordre de 1° . Pour les annuler, il faudrait une monture réglable. D'ailleurs, ce défaut n'a pas d'autre conséquence que d'ajouter encore au nombre, déjà élevé, des points lumineux en présence dans le champ, mais il n'en résulte aucun inconvénient pour la mesure elle-même.

Le biréfringent dédouble le cercle oculaire. Il est donc nécessaire d'augmenter le grossissement, et de dépasser notablement le grossissement photométrique (200 fois au lieu de 120). C'est là un très réel inconvénient, auquel on pourrait remédier en opposant un second Wollaston, identique au premier, dans le plan focal. On ne changerait rien à l'image, mais, la distance des deux Wollaston étant petite devant la distance focale, on ramènerait en coïncidence les deux images de l'objectif. Je n'ai pas pu adopter cette disposition très avantageuse, faute de posséder ce second Wollaston.

Le choix de l'analyseur soulève des considérations du même ordre. Pickering plaçait un nicol en arrière de l'oculaire devant l'œil. Comme ce nicol est traversé par des faisceaux parallèles, il ne donne pas d'astigmatisme ; mais ces faisceaux, correspondant chacun à une étoile, font un angle notable ; le nicol n'ayant pas un champ normal, il faut prendre des précautions spéciales pour l'application correcte de la loi de Malus. Du reste, ces précautions paraissent avoir été prises à Harvard.

Mais il reste à faire des réserves sur l'emplacement de l'oculaire, dont les verres, plus ou moins trempés ou comprimés, sont disposés entre le biréfringent et l'analyseur. Dans ces conditions, il paraît impossible d'obtenir de bonnes extinctions, ou de bonnes mesures lorsque la différence Δm à mesurer est grande. D'autre part, il est bon de réserver l'espace en arrière de l'oculaire pour y mettre les écrans colorés, le prisme à réflexion totale, etc... Pour toutes ces raisons,

j'ai reporté l'analyseur en avant de l'oculaire. Mais alors, une grave difficulté surgit. Tous les analyseurs usuels laissent passer le rayon extraordinaire. Ils ne sont donc pas stigmatiques, même si leurs faces terminales sont normales. Ainsi que j'ai pu m'en assurer avec des nicols ordinaires ou à faces normales, des Glazebrook, etc., la déformation de l'image est prohibitive. Il est absolument nécessaire d'employer un analyseur à rayon ordinaire, et d'une construction telle qu'il n'introduise aucun astigmatisme. Le plus simple est une lame de spath limitée par des faces de clivage du cristal. On peut utiliser une telle lame sans lui donner une épaisseur excessive, puisqu'il s'agit de dédoubler des points lumineux sans dimensions appréciables ; il en serait autrement dans un appareil à plages. La lame que j'ai adoptée a 15 millimètres d'épaisseur seulement, et elle donne un dédoublement d'environ $1^{\text{mm}},6$. Son diamètre est amplement suffisant pour recouvrir tout le champ de l'oculaire, et son prix est peu élevé. La qualité des images ordinaires d'étoiles est parfaite. Les images extraordinaires sont irisées, astigmatiques, et situées dans un plan différent. Comme on ne les utilise pas, on les élimine au moyen d'un diaphragme iris qui ne laisse subsister que les images utiles.

À côté de ses qualités, l'analyseur en question présente un inconvénient : son champ n'est pas normal. Si l'on regarde la plage-objectif à travers le biréfringent et le spath, on voit passer sur l'objectif, au moment où devrait se produire l'extinction, une frange de Lippich parallèle à la section principale du Wollaston, ce dernier possédant un champ normal. À cet égard, on aurait avantage à monter le photomètre sur un objectif à long foyer.

En outre, les faisceaux venant des deux étoiles tombent sur l'analyseur sous des incidences différentes ; ils font un angle voisin de l'angle de dédoublement du Wollaston. Par conséquent, leurs extinctions ne sont pas à angle droit ; la loi de Malus ne s'applique pas en toute rigueur aux lectures brutes faites sur le cercle. On corrigerait ce défaut au moyen du second Wollaston dont il a été question plus haut — ou mieux, en utilisant un analyseur à champ normal.

Enfin, si le spath analyseur ne tourne pas exactement autour de l'axe optique de la lunette, défini par le centre du diaphragme-iris, on voit encore que les extinctions ne peuvent pas être à 180° l'une de l'autre pour une même image. Il y a superposition des deux effets, de sorte que les extinctions sont disposées en apparence au hasard, mais en réalité symétriquement par rapport à deux droites rectangulaires. Voici en effet les lectures d'extinction pour le Wollaston de $102'$ (déterminées sur une source de brillance élevée) :

$$A_1 = 3^\circ 37' \quad A_2 = 184^\circ 37' \quad B_1 = 94^\circ 23' \quad B_2 = 273^\circ 50'$$

Les extinctions de l'image A sont symétriques par rapport à l'azimut $94^{\circ}7'$ et celles de l'image B par rapport à l'azimut $184^{\circ}6',5$, direction perpendiculaire à la précédente. Disons, sans insister, que l'on interprète sans peine les données ci-dessus.

Il y a lieu d'établir, pour les observations stellaires, un mode opératoire qui élimine toute erreur du fait de l'analyseur. Remarquons d'abord que le Wollaston ne peut introduire aucune erreur systématique dans les mesures. L'égalité rigoureuse des deux images brillantes peut être contrôlée en examinant à tra-

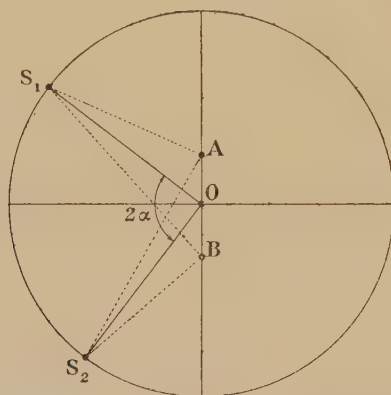


Fig. 22. — A et B, points figurant la direction des faisceaux qui correspondent aux deux images juxtaposées. O, direction de l'axe de rotation de l'analyseur. — S^1 et S^2 , positions successives de l'axe du spath donnant l'égalité des images. — La figure est supposée tracée sur une calotte sphérique.

vers le biréfringent, suivi d'un polariscope de Savart, un fond uniforme en lumière naturelle. On ne distingue pas de franges. L'expérience peut être faite dans des conditions d'extrême sensibilité et l'on peut affirmer que l'égalité des images est réalisée à $1/200$ près. Du reste, une inégalité entre les images ne pourrait provenir que de la différence des pouvoirs réflecteurs du spath pour les deux vibrations ; mais, à cet égard, la symétrie est complète, sauf une très petite différence d'incidence sur le collage, négligeable quant à ses effets.

En ce qui concerne l'analyseur, il est facile d'éliminer les erreurs qui pourraient provenir du fait que son champ n'est pas normal. On voit sans peine que l'inclinaison de l'axe de rotation sur l'axe optique de la lunette produit un effet comparable à l'erreur d'excentricité d'un cercle. On le fait disparaître de la moyenne, en faisant les lectures d'égalité successivement pour une position de l'analyseur et pour la position symétrique, après rotation de 180° . Quant au petit angle que font les faisceaux qui tombent sur le spath, il détermine une erreur dont le signe change lorsqu'on passe par la position d'extinction de l'étoile bril-

lante ; ou, si l'on préfère, lorsqu'on opère successivement pour deux positions de l'analyseur symétriques par rapport à un plan normal à la section principale du Wollaston. La figure schématique 22 fait comprendre immédiatement pourquoi. On fera donc, en définitive, les lectures d'égalité aux quatre positions possibles, et l'on calculera l'angle 2α par une moyenne.

A titre de contrôle, j'ai égalisé les deux images d'une même plage lumineuse, et j'ai obtenu les lectures suivantes qu'on peut rapprocher des extinctions données plus haut :

	229°10'	139°21'
	49°42'	319°29'
Moyenne ...	139°26'	49°25'

$$2\alpha = 90^{\circ}1'$$

$$\alpha = 45^{\circ}0',5$$

Comme on comparait deux plages identiques par nature, la valeur théorique de α était 45° . La vérification se fait donc avec toute la précision que l'on peut demander au cercle.

J'ai fait d'autres expériences de contrôle pour des valeurs très différentes de α . Pour cela, j'ai repris le dispositif qui m'avait servi pour l'étude du phénomène de Purkinje (et pour les mesures qui viennent d'être décrites), mais en remplaçant par des écrans neutres les écrans colorés placés sur les points lumineux. L'oculaire portait un écran rouge. Ces écrans neutres ont reçu les numéros 1, 2 et 3, et je désignerai par 0 l'absence d'écran. Les étoiles sont appelées A et B. On a mesuré pour diverses combinaisons d'écrans la différence de magnitude des deux étoiles (80 pointés par série). Voici les résultats des observations :

ÉCRANS		Δm obs.	Δm calc.	$\sigma - e$
sur A	sur B			
0	0	0 ^m ,155	0 ^m ,16	— 0 ^m ,005
0	1	2, 28	2, 29	— 0, 01
0	2	4, 45	4, 47	— 0, 02
0	3	6, 085	6, 08	+ 0, 005
2	3	1, 785	1, 77	+ 0, 015
1	2	2, 365	2, 34	+ 0, 025
1	3	3, 925	3, 95	— 0, 025
				Moyenne = $\pm$ 0 ^m ,015

Chaque mesure fournit une équation entre les densités des écrans et la différence $A - B$. La résolution du système donne les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} A - B &= 0^m,16 \\ \text{dens. 1} &= 2,13 \\ 2 &= 4,31 \\ 3 &= 5,92 \end{aligned}$$

Les écarts $o - c$ sont de l'ordre de grandeur des erreurs accidentelles de mesure, et l'on ne voit apparaître aucune erreur systématique fonction de la différence Δm .

Il y aurait avantage à remplacer le spath analyseur par un appareil à champ normal, stigmatique. Un tel analyseur ne devra utiliser que le rayon ordinaire du spath, et ne pas présenter des surfaces obliques entre milieux d'indices différents. D'autre part, on ne cherchera nullement à éliminer par réflexion totale les images extraordinaires. L'appareil de ce type le plus simple que j'aie pu imaginer est constitué par une lame parallèle à l'axe, inclinée comme dans le polariseur de Brace, et placée entre deux prismes de verre ayant un indice très voisin de l'indice ordinaire du spath. Je fais construire un appareil de ce type, dans lequel l'incidence sera de 48° . Le contact sera assuré par de la glycérine, entre le verre et le spath. On évitera ainsi toute tension de collage, tension qui entraînerait la biréfringence du verre. On a choisi un flint dense, d'une très bonne transparence, et susceptible d'un excellent recuit.

DÉTAILS DE CONSTRUCTION

Le tube qui porte le Wollaston coulisse à frottement dans un autre tube, qui supporte le spath et son cercle. On peut lire ce dernier à l'aide d'un vernier à la demi-minute, mais on n'utilise cette précision que pour les angles très petits. On se contente généralement d'évaluer à vue le dixième de degré. L'appareil se visse dans un tube à crémaillère fixé sur la tête de lunette.

L'iris est disposé dans le plan focal, et le spath un peu en avant. On peut réduire l'ouverture de l'iris à un cercle de 1 millimètre de diamètre, pour l'élimination des images inutiles. En comptant les faibles images non polarisées, et en négligeant les fausses images par réflexion, on trouve que, pour 2 étoiles, il existe 12 points lumineux dans le champ de l'instrument.

Pour éliminer l'équation de position, on donne au photomètre une petite rotation d'ensemble autour de l'axe de la lunette. On inverse ainsi très rapidement la position des deux images.

L'oculaire porte un écran coloré et éventuellement un prisme zénithal.

Tel qu'il a été réalisé en 1923, l'instrument ne possédait pas toutes les améliorations qui y ont été apportées peu à peu. Il resterait encore à lui faire subir de nouveaux perfectionnements, avant de porter un jugement définitif sur la précision dont il est susceptible ; en particulier, il y aurait lieu de le doter d'un second biréfringent, qui, en supprimant le dédoublement du cercle oculaire, permettrait du même coup l'emploi de l'oculaire de 120 fois, alors qu'il faut grossir 200 fois. D'autre part, l'emploi du prisme zénithal n'est pas avantageux dans le modèle actuel, parce que le cercle divisé est trop près de la tête de l'observateur, et qu'il est trop encombrant. Il arrive souvent que la position de l'œil n'est pas correcte. C'est peut-être pour ces raisons — grossissement trop élevé, montrant les défauts de l'image, et difficulté de placer la pupille au double cercle oculaire — que la précision du centième est loin d'être atteinte, sur le ciel. Les observations qui ont été faites avec l'instrument accusent une erreur moyenne de 2 à 3 centièmes de magnitude, imputable au photomètre, et non à la méthode.

Un nouvel appareil du même type, mais corrigé des défauts reconnus du type actuel, est en projet. On s'efforcera de gagner également sur le dédoublement et de le porter à 10'.

Par suite d'un heureux hasard, plusieurs variables-types sont en même temps des étoiles doubles, accessibles au photomètre de Pickering : c'est le cas de δ Cephei, β Lyræ, Mira Ceti. J'ai étudié ces variables et j'en ai obtenu des séries étendues d'observations, qu'on trouvera dans la seconde partie de ce mémoire.

CHAPITRE VIII

NOUVEAU PHOTOMÈTRE DIFFÉRENTIEL A ŒIL-DE-CHAT

La fragilité du spath, sa rareté et son prix élevé, ainsi que la difficulté de faire un analyseur stigmatique à champ normal, m'ont fait chercher un autre moyen de gradation de la lumière, adapté aux observations astronomiques. Les coins de verre ou de gélatine neutre sont d'un emploi très commode au laboratoire, mais ils ne peuvent plus être considérés comme neutres lorsqu'on leur demande de grandes extinctions. Ce défaut est plus marqué pour le verre que pour la gélatine ; mais cette dernière, exposée dans une coupole à toutes les températures, finit par se décoller. Or, la permanence est ici une qualité essentielle, puisqu'il s'agit de suivre les variations lumineuses des étoiles dans le temps.

En outre, il n'est pas possible, en pratique, de mettre un coin devant l'objectif d'une lunette sans déformer l'image. J'ai donc renoncé rapidement à l'emploi du coin, et je suis revenu à un mode de gradation fort anciennement utilisé, mais depuis longtemps abandonné, l'œil-de-chat. Comme il s'agit de sources ponctuelles, le diaphragme d'ouverture variable ne peut être placé ailleurs que devant l'objectif, dont il règle la surface. Donc, les deux images, l'une donnée par une ouverture fixe, l'autre par une ouverture variable, ne sont pas identiques, et l'on peut redouter de ce fait des erreurs systématiques. Il est bien entendu qu'en pratique, on ne donnera jamais aux pupilles d'entrée des surfaces très différentes, et qu'on disposera d'un second moyen de gradation, utilisé comme surcharge. De la sorte, les deux images seront peu différentes d'aspect ; du reste, on s'arrangera pour ne pas dépasser le grossissement photométrique. Les deux étoiles apparaîtront alors comme des points stellaires, et l'expérience montre qu'il n'y a alors aucune différence entre les résultats des mesures obtenues dans ces conditions, et ceux qu'on obtiendrait avec un photomètre à polarisation.

Pour réduire le grossissement, on donnera aux pupilles de sortie une forme convenable ; elles seront par exemple concentriques. Notons encore que les figures de diffraction dépendent seulement des dimensions de l'ouverture d'en-

trée, et nullement de la distance focale de l'objectif. Par conséquent, à diamètre d'ouverture donné, on préférera les objectifs à long foyer aux objectifs courts, puisqu'ils permettent l'emploi d'oculaires photométriques moins puissants. Je n'ai pas tenu compte de cette remarque dans la construction du modèle décrit plus loin, afin de ne pas compliquer outre mesure, dans un appareil d'essai, la réalisation des commandes et du dispositif de lecture ; l'objectif employé pos-

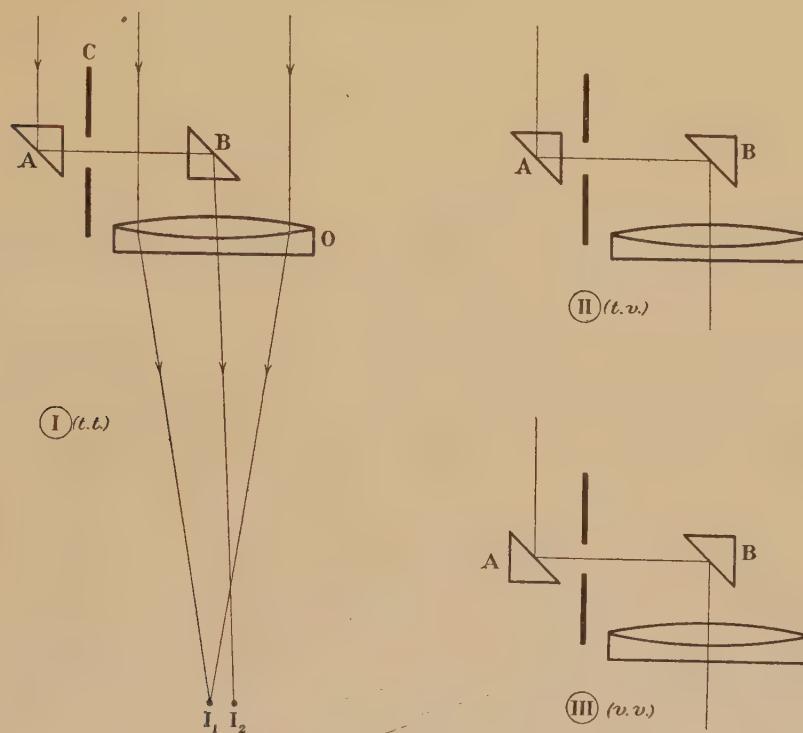


Fig. 23. — Photomètre à œil de chat.

sède un foyer exceptionnellement court ($f/8$) ; les prochains photomètres seront construits avec des objectifs du type courant ($f/15$).

Voici la description de l'appareil (fig. 23-I). Devant l'objectif d'une lunette de 75 millimètres d'ouverture, est disposé un prisme rectangle, B. Il reçoit la lumière réfléchiée par un autre prisme A, tourné vers le ciel, et disposé sur le côté du tube ; et il la renvoie à son tour dans l'objectif. Le prisme A peut recevoir de petits déplacements autour d'un axe situé dans le plan de la figure et normal à l'axe de la lunette. Le prisme B tourne autour d'un axe normal au plan de la figure. En agissant sur les réglages fins qui commandent ces mouvements, on peut faire pénétrer dans la lunette, par réflexion sur les deux prismes, la lumière

d'une étoile située à quelques degrés de l'axe de l'objectif. On peut donc juxtaposer l'image doublement réfléchiée de cette étoile, et l'image directe de l'étoile vers laquelle est dirigé l'objectif.

Entre les deux prismes, est disposé un diaphragme œil-de-chat à ouverture carrée. Il est constitué par deux pièces en forme de V rectangulaire (fig. 24) qui

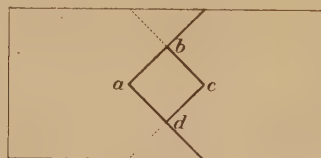


Fig. 24.

coulissent dans une boîte exactement ajustée. Chacune de ces pièces porte une crémaillère ; un pignon engrenant à la fois sur les deux dentures donne aux deux pièces des déplacements égaux en des sens opposés. L'une des parties mobiles porte une graduation sur verre, l'autre un index. On mesure ainsi la diagonale de l'œil-de-chat. La grande dimension des pièces du diaphragme est située à 45° de l'axe de la lunette, de sorte que les côtés du carré sont parallèles aux faces des

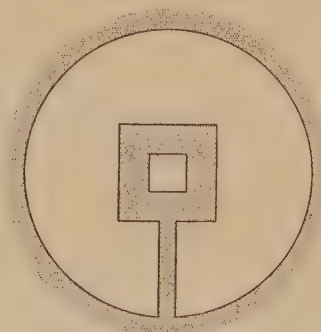


Fig. 25. — Pupilles d'entrée.

prismes. Si l'objectif et le système de prismes sont dirigés chacun vers une étoile (par exemple vers la même étoile brillante), on voit, en retirant l'oculaire, une plage lumineuse ayant l'aspect donné par la figure 25. Autour, la partie libre de l'objectif est directement éclairée par l'étoile. On distingue au centre la silhouette du prisme B et de son support. Au centre de l'ombre du prisme, enfin, on voit une autre plage lumineuse ayant la forme et les dimensions de l'œil-de-chat. Si les deux plages sont éclairées par une même étoile, la brillance de la plage centrale est un peu inférieure à celle de la plage annulaire, en raison de la perte subie dans les prismes.

Dans l'oculaire, on voit deux images, I_1 , directe, et I_2 , doublement réfléchi, pratiquement identiques, si la mise au point est correcte.

La quantité de lumière reçue par l'image I_2 est proportionnelle à la surface de l'œil-de-chat, c'est-à-dire au carré de sa diagonale. Il est facile de vérifier le zéro de la graduation ; il suffit de tourner l'instrument vers une source de lumière intense, et de regarder la plage, sans oculaire. On ferme doucement l'œil-de-chat jusqu'à extinction complète. La lecture x_0 que l'on fait ainsi sera retranchée de toute lecture d'égalité.

Soit C la différence de magnitude des deux images d'une même étoile pour $x - x_0 = 1$ centimètre. Si deux étoiles sont telles que leur égalité soit obtenue pour une lecture x centimètre, leur différence de magnitude a pour expression :

$$\Delta m = C - 5 \log (x - x_0)$$

En toute rigueur, il faudrait tenir compte de l'angle que fait, avec le plan de l'œil-de-chat, la direction du faisceau transmis par le prisme A ; mais le cosinus de cet angle est toujours si voisin de l'unité qu'il n'y a jamais lieu de faire une correction.

Les prismes ont 25 millimètres de côté ; la diagonale du carré peut atteindre 35 millimètres. L'expérience a montré qu'il fallait éviter de la réduire à moins de 8 ou 9 millimètres, sous peine de faire apparaître des figures de diffraction gênantes. La marge de variation utilisable est donc réduite à 2 magnitudes. En diaphragmant l'objectif, on l'étend notablement. Il devient alors possible de comparer des astres de magnitudes voisines, et la marge de variation est portée à 5 magnitudes, ce qui suffit dans la plupart des cas. Pour les observations lunaires, il est indispensable d'ajouter des surcharges. Pour cela, j'ai eu recours à l'artifice suivant. Retournons le prisme B (ce qui se fait par une manœuvre très simple et instantanée). Il présente alors sa face hypoténuse à la lumière, de sorte que nous substituons une réflexion vitreuse à une réflexion totale. D'où un affaiblissement supplémentaire, considérable et quasi-neutre (fig. 23-II). Pour accroître la surcharge, on retourne aussi le prisme A (fig. 23-III) et les deux réflexions sont vitreuses.

Il y a donc trois constantes de l'appareil, correspondant chacune à l'une des combinaisons possibles (réflexions totales, totale-vitreuse, vitreuses). A titre de renseignement, et pour établir le plan de l'instrument, on peut calculer une valeur approchée des 3 constantes ; mais il faut aussi les déterminer expérimentalement, par un étalonnage précis qui sera décrit plus loin.

La surface utile de l'objectif est de 35,8 centimètres carrés. Celle de l'œil-de-

chat, pour $x - x_0 = 1$ centimètre est de 0,5 centimètre carré. S'il n'y avait pas de pertes dans les prismes, la constante C_{tt} (deux réflexions totales) aurait pour valeur le rapport des surfaces, 71,6, exprimé en magnitudes ; soit 4^m,64.

Les pertes par réflexion sur les 4 faces des prismes peuvent être évaluées, suivant les formules de Fresnel, à 0^m,07. Le coefficient d'absorption du verre n'est pas connu, mais on peut adopter celui que M. J. Baillaud (*Fecueil de Constantes Physiques*) donne pour un borosilicate de composition voisine. On trouve ainsi une perte totale par absorption, de 0^m,09.

D'où finalement,

$$C_u = 4^m,64 + 0^m,16 = 4^m,80.$$

L'étalonnage décrit plus loin a donné la valeur très voisine, 4^m,83, qui a été adoptée pour les réductions.

Le calcul des deux autres constantes est plus aléatoire, le facteur de réflexion du verre pouvant différer de celui que donnent les formules de Fresnel, en raison de l'état de la surface et de l'existence d'une couche de passage. Le retournement du prisme B supprime la moitié des pertes, soit 0^m,08. Quant au facteur de réflexion théorique du verre, donné par les formules de Fresnel pour l'incidence de 45°, avec un indice pour la raie D égal à 1,5136 (valeur mesurée au goniomètre), il est, exprimé en magnitudes, de 3^m,20. D'où la seconde constante

$$C_{tv} = 4^m,64 + 0^m,08 + 3^m,20 = 7^m,92.$$

Enfin, le retournement du prisme A supprime toute perte, et l'ensemble des deux réflexions vitreuses équivaut à une surcharge de 5^m,83. D'où

$$C_{vv} = 4^m,64 + 5^m,83 = 10^m,47.$$

En combinant les réflexions avec les diaphragmes sur l'objectif, on atteint une marge totale de variation de 12^m, suffisante dans tous les cas.

Est-il légitime de considérer la réduction par une succession de réflexions comme neutre ? Les formules de Fresnel donnent, pour le verre considéré, une réduction de 3^m,20 pour la raie D, et de 3^m,17 pour la raie G' ($n = 1,5237$) lorsqu'on emploie une seule réflexion vitreuse ; et de 5^m,83 (D) contre 5^m,78 (G') avec deux réflexions. La neutralité de ce mode de gradation est bien supérieure à celle d'un coin, pour la même densité optique. On pourra, du reste, la contrôler par un étalonnage photographique.

La variation de la constante avec l'angle d'incidence est plus considérable. Quand cet angle croît de 1° , la constante C_v diminue de $0^m,02$, et la constante C_w de $0^m,07$. La position des prismes doit donc être fixée avec précision ; et l'on pourra être amené à faire des corrections en fonction de la distance des astres

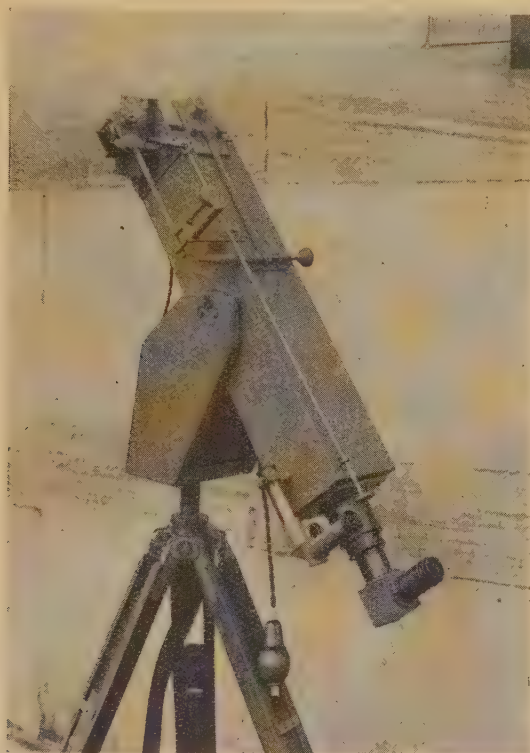


Fig. 26. — Vue d'ensemble du photomètre à œil-de-chat.

à comparer. Pour la détermination de ces corrections, il serait avantageux de graduer les têtes des vis de réglage des prismes.

Le photomètre à œil-de-chat que j'ai construit est monté azimutalement sur une colonne à fourche. La tige de commande de l'œil-de-chat aboutit près de l'oculaire ; elle donne de grands déplacements aux pièces mobiles pour de petites rotations. On fait donc aisément et rapidement un grand nombre de pointés réellement indépendants, puisque la mémoire tactile n'intervient pas pour replacer la commande dans la même position. La graduation est lue à distance, au moyen d'un viseur placé également près de l'oculaire ; une petite ampoule électrique, alimentée par une pile sèche portée par la fourche, peut être

allumée à volonté par l'observateur, elle éclaire la graduation par transparence. Comme la graduation est située dans un plan parallèle à l'axe de la lunette, un prisme à réflexion totale en donne une image accessible au moyen du viseur.

L'oculaire est monté à la suite d'un prisme zénithal. Dans le plan focal, se trouvent disposés des écrans opaques, mobiles dans des glissières et qui permettent de limiter à volonté une portion du champ. L'inversion des images est obtenue en agissant sur la vis de réglage du prisme B ; il serait facile de la rendre automatique.

L'instrument permet de faire, sans hâte, 100 pointés en 20 minutes. Il ne donne pas d'images parasites comme le photomètre de Pickering, de sorte que la lumière incidente est bien mieux utilisée. La clarté de ce photomètre est telle qu'elle doit être pour la photométrie différentielle. Ainsi, pour une étude d'Algol (chapitre XIII) qui varie entre les magnitudes $2^{\text{m}},1$ et $3^{\text{m}},2$, j'ai pu choisir, à 35' de distance, une étoile de comparaison du type A0, et de magnitude $7^{\text{m}},2$, dont la couleur est assez voisine de celle de la variable pour que j'aie pu me dispenser d'employer un écran coloré. Cette omission, qui, en d'autres circonstances, eût été fautive, n'a entraîné ici aucune conséquence fâcheuse. La courbe de lumière obtenue soutient la comparaison avec celle qui a été donnée par un photomètre photoélectrique (Stebbins) et elle dépasse de loin toutes celles qui ont été obtenues jusqu'à présent avec des appareils visuels.

Il y a lieu de signaler ici une cause d'erreur, commune à tous les instruments, mais peut-être plus à craindre encore ici : c'est le dépôt de buée sur les surfaces optiques. On devra essuyer doucement les verres avant chaque observation, et maintenir l'appareil à une température plus élevée que celle de la coupole, en dehors des observations, pendant la période de l'année où la rosée est susceptible de se déposer. A Strasbourg, cette période dure au moins 8 mois sur 12. J'ai dû renoncer à observer sur la terrasse et j'abrite toujours le photomètre sous une coupole.

On pourrait craindre que de fréquents essuyages ne modifient à la longue l'état des prismes et ne fasse varier les constantes C_{lv} et C_{vv} . Mais cette éventualité semble peu probable avec des prismes en borosilicate. Ceux que j'ai montés sont de taille déjà ancienne, et leurs surfaces ne paraissent pas différer de celles de deux autres prismes de même matière que j'ai fait travailler récemment. De ce que certains verres sont éminemment altérables, il ne faut pas en conclure qu'il n'existe pas de verres stables. Du reste, le cas échéant, on pourrait s'adresser au quartz fondu, mais on éprouverait de grandes difficultés à se procurer une matière sans défauts.

Étalonnage.

L'étalonnage consiste à déterminer expérimentalement la valeur des constantes. Remarquons que cette opération est inutile pour tracer la courbe de lumière d'une variable, si l'on ne désire pas connaître avec précision les limites de la variation dans l'échelle de Harvard. Mais il est nécessaire de connaître les constantes dans certaines recherches particulières, telles que celles qui concernent la lumière cendrée de la lune (chapitre XIV).

1^o CAS DE DEUX RÉFLEXIONS TOTALES

a) L'instrument est disposé à plusieurs dizaines de mètres d'une étoile ou plage artificielle, dont on juxtapose les deux images. Un secteur tournant est disposé de manière à affaiblir dans un rapport connu l'image directe : il s'interpose donc entre la source et l'objectif, sans recouvrir le prisme A.

Soit Δm l'affaiblissement qu'il produit, et x la lecture d'égalité en centimètres. On a :

$$C_u = \Delta m + 5 \log (x - x_0).$$

b) Au lieu d'utiliser un secteur tournant, on place sur l'objectif un diaphragme qui réduit sa surface libre dans un rapport connu, qui, exprimé en magnitudes, a pour valeur Δm . On opère comme précédemment pour le reste. Cette méthode a l'avantage de donner directement la valeur des pertes dans les prismes : elles sont égales au rapport de la surface du diaphragme à celle de l'œil-de-chat au moment de l'égalité.

La méthode *a*, a donné 4^m,80 sur des étoiles artificielles, 4^m,83 sur des plages. La perte totale dans les prismes a été trouvée égale à 0,19, d'où la valeur 4^m,83.

Nous adopterons définitivement la valeur donnée par les deux meilleures méthodes :

$$C_u = 4^m,83.$$

2^o CAS D'UNE RÉFLEXION TOTALE ET D'UNE RÉFLEXION VITREUSE

Les méthodes précédentes ne s'appliquent plus, car la réduction nécessaire ne peut pas être obtenue avec sécurité au moyen d'un secteur tournant ou d'un diaphragme. Mais il est possible de déterminer $C_{tv} - C_{tt}$. Pour cela, on donne

au secteur tournant une ouverture très faible, d'ailleurs non mesurable avec précision ; et l'on réalise l'égalité d'abord dans la combinaison (tl) , puis dans la combinaison (lv) . La formule suivante donne la différence cherchée :

$$C_{lv} - C_{tt} = 5 \log (x - x_0) - 5 \log (x' - x_0).$$

Il vaut mieux employer la méthode suivante, plus précise.

Les deux prismes étant disposés pour la réflexion totale, on réduit la surface libre de l'objectif dans un rapport inconnu par un écran percé d'un trou. On fait la lecture d'égalité x_1 pour les deux images d'une même plage. Puis on retourne le prisme B, et l'on dispose le secteur tournant devant l'objectif, en laissant l'écran. Soit Δm la réduction donnée par le secteur, réduction qui, cette fois, est mesurable avec sécurité, l'on a, en appelant x_2 la seconde lecture,

$$C_{lv} - C_{tt} = \Delta m + 5 \log (x_2 - x_0) - 5 \log (x_1 - x_0).$$

Enfin, les observations lunaires fournissent directement la différence des constantes, si on les fait dans les deux combinaisons successivement. Cette méthode est la moins sûre.

La méthode du secteur tournant seul a donné pour la différence, $2^m,94$. On a trouvé $2^m,97$ avec le secteur et le diaphragme combinés, et $3^m,00$ en utilisant quelques mesures lunaires. La valeur à retenir est la seconde, qui donne :

$$C_{lv} = 7^m,80.$$

3° CAS DE DEUX RÉFLEXIONS VITREUSES

La seule méthode acceptable est celle du secteur tournant combiné avec un diaphragme d'ouverture inconnue. On obtient ainsi $C_{vv} - C_{lv}$ avec toute la précision désirable. On a obtenu, comme moyenne de plusieurs séries, $2^m,56$. D'où,

$$C_{vv} = 10^m,36.$$

En résumé, les valeurs observées dépassent les valeurs calculées de $+ 0^m,03$ pour C_{tt} , et respectivement de $- 0^m,12$ et $- 0^m,11$ pour C_{lv} et C_{vv} .

DEUXIÈME PARTIE

OBSERVATIONS ET DISCUSSION DES RÉSULTATS

CHAPITRE IX

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE ET COLORIMÉTRIQUE DE δ CEPHEI AU PHOTOMÈTRE DE PICKERING

J'ai effectué les observations dont il va être question dans ce chapitre au moyen du photomètre de Pickering. L'étoile de comparaison était le compagnon visuel de la variable, situé à $41''$ de distance, dans l'angle de position de 192° . Ce compagnon est du type Ao, selon le *Draper Catalogue*, et nous admettrons dans la suite que son indice de coloration est nul. Sa magnitude est $7^m,5$ d'après la *Bonner Durchmusterung*, reproduit par le *Draper Catalogue*, $6^m,61$ suivant le *Generalkatalog* de Potsdam, $6^m,51$ d'après une détermination photographique de Wirtz. J'ai cru devoir redéterminer directement cette grandeur si mal connue, et j'ai trouvé, dans le système de Harvard, $6^m,41$ à quelques centièmes près. (*Journal des Observateurs*, 1927, page 1.)

Les observations de la variable forment deux séries. La première commence le 18 avril 1923 et s'arrête le 9 décembre 1924. Les résultats en ont été publiés et discutés dans le *Journal des Observateurs* (*loc. cit.*). L'écran employé, peu sélectif (Wratten 21), laissait passer tout le spectre moins le bleu, le violet, et le début du vert. La courbe de lumière m'a fourni la correction à apporter à l'éphéméride de δ Cephei, et j'ai calculé les nouveaux éléments que voici, en temps moyen *astronomique* de Greenwich :

$$\text{Maximum} = 2\,393\,659,873 + 51,366396\,E - 841 \times 10^{-10} \cdot E^2. \quad (1)$$

Cette formule a été employée pour calculer les phases relatives aux observations de la seconde série.

Ces nouvelles observations ont été obtenues au moyen de deux écrans sélectifs, l'un rouge, Wratten 25, l'autre vert, Wratten 58, dont on a vu plus haut la courbe de transmission. Il a été effectué au total 178 séries de pointés (92 en lumière rouge, 86 en lumière verte), comportant généralement 40 pointés, sauf

les cas où l'on a doublé la série (S. D.). Le journal d'observation donne la date, la différence de magnitude Δm observée entre la variable et son compagnon, la phase d'après la formule (1). Il faut ajouter 2 424 000^j à la date julienne indiquée.

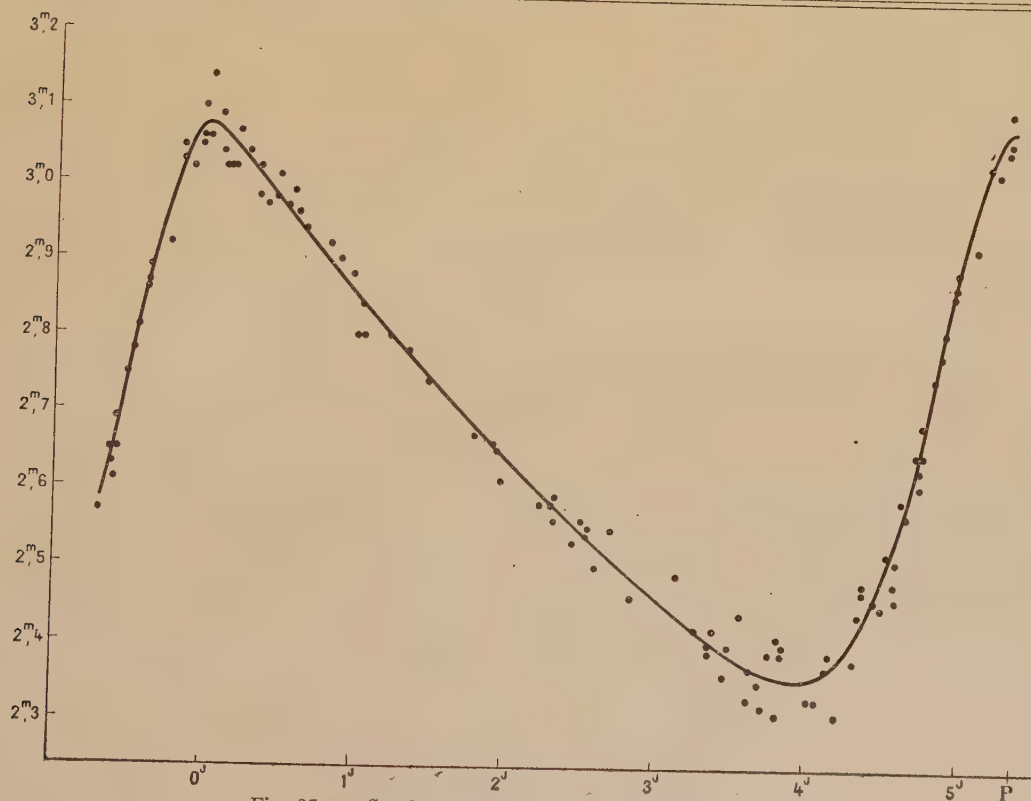
OBSERVATIONS DE δ CEPHEI

DATE	JOUR Julien astr.	PHASE (Danjon)	Δm		OBSERVATIONS
			R	V	
1924 Décembre	8 ...	128,46	3,83	2,41	Nuages
	9 ...	129,27	4,64	2,59	
		42	79	2,49	
		48	85	2,75	
	17 ...	137,25	1,89	2,43	
	24 ...	144,43	3,70	1,95	
		53	80	2,19	
	25 ...	145,40	4,67	2,57	
		42	69	2,61	
		49	76	2,35	
		51	78	2,88	
	26 ...	146,25	0,15	3,02	
		27	17		
1925 Janvier	5 ...	156,23	4,77	2,69	Nuages.
		24	78	2,38	
		45	99	2,89	
		49	5,03	2,64	
	6 ...	157,22	0,39	2,97	
		40	57	2,99	
		42	59	2,77	
		48	65	2,94	
		50	67	2,65	
	8 ...	159,25	2,42	2,27	
		28	45	2,29	
		39	56	2,55	
		41	58	2,22	
		54	71	2,55	
	9 ...	160,48	3,65	2,37	
		49	66	1,89	
	10 ...	161,22	4,39	2,48	
		23	40	2,03	
		29	46	2,46	
		30	47	2,05	
		42	59	2,10	
		43	60	2,51	
		47	64	2,16	
		56	73	2,65	
		58	75	2,28	
	22 ...	173,27	0,34	3,02	
		29	36	2,83	
		40	47	3,01	
Février	5 ...	187,30	3,64	2,00	Brume. Brume. Brume.
		43	77	2,39	
		53	87	2,40	

DATE	JOUR Julien astr.	PHASE (Danjon)	Δm		OBSERVATIONS
			R	V	
1925 Février	10 ...	192,39	3,36	2,02	
		40	37	2,40	
		53	50	2,40	
	11 ...	53	50	2,04	
		193,36	4,33	2,38	Nuages.
		38	35	2,05	Nuages.
	13 ...	195,41	1,02	2,56	
		42	03	2,84	
		43	04	2,53	
	25 ...	45	06	2,80	
		207,44	2,31	2,58	Images agitées.
		45	32	2,22	Images agitées.
		46	33	2,56	
		47	34	2,28	
		228,51	1,92	2,66	
Mars	18 ...	52	93	2,30	
		240,47	3,15	2,49	
	30 ...	49	17	2,00	
		241,47	4,15	2,37	
	31 ...	48	16	1,96	
Avril	12 ...	253,54	0,12	3,02	
		55	13	3,02	
	18 ...	259,37	0,58	2,68	
		39	60	2,96	
		42	63	2,75	Nuages.
	21 ...	262,37	3,58	1,96	Image agitée, brume
		40	61	2,00	Image agitée.
		42	63	2,33	Image agitée.
		46	67	1,93	Image agitée.
		47	68	1,94	
		52	73	2,32	
		59	80	1,92	S. D.
		61	82	2,31	
		263,38	4,59	2,48	
	22 ...	40	61	2,22	
		52	73	2,30	
		54	75	2,63	
	23 ...	264,36	0,20	3,07	Images agitées.
		39	23	2,77	
		42	26	3,04	
		48	32	2,81	
		49	33	2,98	
		266,39	2,23	2,58	
	25 ...	42	26	2,29	
		267,43	3,27	2,08	
		44	28	2,42	
Mai	6 ...	277,44	2,55	2,54	
		46	57	2,17	
	8 ...	279,43	4,54	2,52	
		45	56	2,13	
	13 ...	284,42	4,17	2,39	
		45	20	2,01	
		62	37	2,08	Aurore.
	14 ...	63	38	2,47	Aurore.
		285,36	5,11	2,92	
		38	13	2,77	

DATE	JOUR Julien astr.	PHASE (Danjon)	Δm		OBSERVATIONS
			R	V	
1925 Mai	14 ...	285,43	5,18	2,85	
		44	19	3,05	
		49	24	2,82	
		51	26	3,02	
		57	32	3,05	
		58	33	3,06	
	15 ...	62	0,00	2,85	
		286,43	0,81	2,92	
		45	83	2,62	
		50	88	2,90	
	16 ...	52	90	2,60	
		287,42	1,80	2,67	
		45	83	2,37	
		58	96	2,65	
	17 ...	61	99	2,38	
		288,49	2,87	2,14	
	18 ...	289,47	3,85	2,39	Très brumeux.
		49	87	1,97	Très brumeux.
	19 ...	290,37	4,75	2,31	
		40	78	2,65	
		49	87	2,43	
		51	89	2,78	
		54	92	2,81	
		56	94	2,52	
	20 ...	60	98	2,87	
		291,43	0,44	2,98	
		45	46	2,75	
		52	53	2,97	
	21 ...	54	55	2,69	
		292,43	1,44	2,52	Ciel laiteux.
		47	48	2,74	Ciel laiteux.
		50	51	2,45	S. D.
	22 ...	293,45	2,46	2,53	S. D.
		48	49	2,20	
		50	51	2,56	
		54	55	2,19	
	23 ...	60	61	2,50	
		294,46	3,47	2,36	S. D.
	24 ...	48	49	1,99	S. D.
		295,50	4,51	2,45	
		52	53	2,07	
		57	58	2,18	
	29 ...	59	60	2,46	
		300,44	4,09	2,33	
		46	11	1,98	
		56	21	2,31	
Juin	8 ...	58	23	1,91	
		310,43	3,34	2,03	
		46	37	2,39	
		49	40	2,42	
	9 ...	311,45	4,36	2,44	
		47	38	2,00	
	10 ...	312,40	5,31	2,89	
		42	33	3,10	
		53	0,08	3,09	
		55	10	2,77	S. D.

DATE		JOUR Julien astr.	PHASE (Danjon)	Δm		OBSERVATIONS
				R	V	
1925 Juin	11 ...	313,46	1,01	2,80		
		48	03			
	14 ...	316,49	4,04	2,33	2,54	
		52	07			
Juillet	12 ...	344,48	5,20	3,03	1,92	
Octobre	11 ...	435,48	4,97	2,86		
	15 ...	439,46	3,58	2,44		
Novembre	10 ...	465,56	2,85	2,46		S. D.
		57	86		2,16	
1926 Mai	26 ...	662,46	1,20		2,59	S. D.
		48	22			S. D.
Août	4 ...	732,35	1,33	2,80		S. D.
		35	35	2,78	2,46	S. D.
	5 ...	733,35	2,33	2,59		S. D.
		37	35			S. D. Brume.
	6 ...	734,37	3,35		2,24	S. D. Brume.
	8 ...	736,47	0,08		2,04	S. D. Brume.
		48	09	3,04	2,93	S. D. Nuages.
	9 ...	737,36	0,97	2,88		S. D.
		38	99		2,61	S. D.
	10 ...	738,37	1,98	2,61		S. D.
		38	99		2,33	

Fig. 27. — Courbe de lumière de δ Cephei. Ecran rouge.

Les courbes de lumière sont données par les figures 27 et 28, dont les points représentent les observations elles-mêmes. Comme je l'ai montré à propos de la première série de mesures (*Journal des Observateurs*), il vaut mieux tracer la

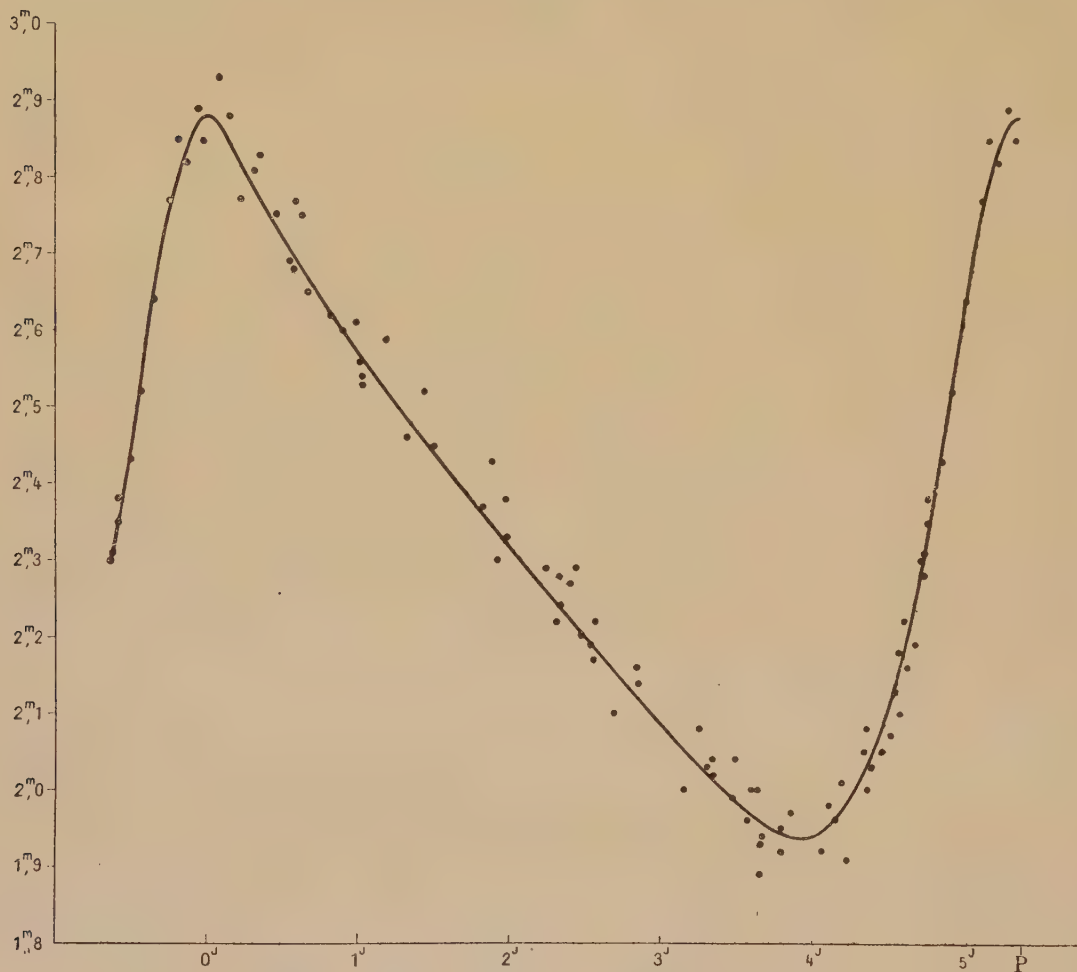


Fig. 28. — Courbe de lumière de δ Cephei. Ecran vert.

courbe à main levée au milieu des points observés, que de la déduire de moyennes directes ou « adoucies ». L'écart moyen des points par rapport aux courbes tracées est de $\pm 0^m,022$ pour le rouge, et de $\pm 0^m,028$ pour le vert.

Le tableau ci-après donne les ordonnées relatives aux deux courbes R et V.

Le minimum se présente pour les phases suivantes :

Rouge	31,95
Vert	31,94

La première série de mesures donnait, rapportée à la même éphéméride, l'époque 3^d,88. Mais le minimum était mal déterminé, faute de points au début de la branche ascendante. J'adopterai donc comme phase du minimum, 3^d,94, soit, pour l'intervalle $m - M$, 1^d,43. La valeur tirée par Luizet des observations antérieures à 1912 (dont beaucoup sont de simples estimations par la méthode d'Argelander) est de 1^d,628 : elle est absolument incompatible avec les observations photométriques.

COURBES DE LUMIÈRE DE δ CEPHEI

PHASE (Danjon)	ROUGE	VERT	R — V
0 ^d ,0	3 ^m ,08	2 ^m ,88	0 ^m ,20
2	04	83	21
4	01	75	26
6	2, 95	69	26
8	90	63	27
1, 0	85	57	28
2	81	52	29
4	76	47	29
6	72	41	31
8	68	37	31
2, 0	64	32	32
2	60	27	33
4	57	23	34
6	53	18	35
8	50	13	37
3, 0	46	09	37
2	43	05	38
4	40	01	39
6	37	1, 97	40
8	36	94	42
4, 0	36	94	42
2	38	97	41
4	44	2, 05	39
6	54	17	37
8	70	37	33
5, 0	89	61	28
2	3, 03	82	21
4	08	88	20

L'amplitude de la variation croît lorsque la longueur d'onde diminue. On savait depuis longtemps que δ Cephei est plus rouge en minimum qu'en maximum. En adoptant pour magnitude de l'étoile de comparaison la valeur que j'ai obtenue, 6^m,41, et en supposant que son indice de coloration soit nul (type A0), on obtient les magnitudes suivantes de l'étoile :

	δ CEPHEI		Ampl.
	Max.	Min.	
Rouge (606 mμ)	3 ^m 32	4 ^m 05	0 ^m 73
Orangé (590 mμ)	3,36	4,14	0,78
Vert (545 mμ)	3,53	4,47	0,94

(Les magnitudes relatives à l'écran orangé sont tirées de la première série de mesures.)

Il est intéressant de rapprocher ces données des magnitudes photographiques, à la condition d'exprimer ces dernières dans le système de Harvard.

C. Wirtz (*Astr. Nachr.*, n° 3689) donne une courbe de lumière photographique obtenue sur des images extrafocales, et dont les sommets correspondent aux magnitudes suivantes (dans son système) : max. 4^m,68, min. 5^m,93. Les étoiles de comparaison dont il donne la magnitude dans le même système figurent aussi dans les catalogues photographiques de Harvard. Le *Draper Catalogue*, (*Annales of H. C. O.*, 99) donne une magnitude inacceptable pour l'étoile ζ Cephei. J'ai adopté pour cette étoile la magnitude photographique donnée dans le volume 50 des mêmes Annales.

	Wirtz	Harvard	Diff.
ζ Cephei	5 ^m 91	5 ^m 25	0 ^m 66
ι —	5,43	4,68	0,75
ε —	5,04	4,51	0,53
α —	3,64	2,74	0,90
			0,71

En retranchant 0^m,71 aux magnitudes de C. Wirtz, on trouve, dans le système de Harvard :

$$\text{Max. : } 3^{\text{m}},97 \quad \text{min. : } 5^{\text{m}},22 \quad \text{ampl. : } 1^{\text{m}},25.$$

Les mesures de Meyermann (*Astr. Nach.*, n° 4177) s'appuient sur un plus grand nombre d'étoiles, dont l'identification est rendue difficile par une omission de l'auteur, qui les désigne seulement par une lettre ou un numéro sans préciser leur constellation. Je crois avoir retrouvé exactement les noms de 8 étoiles sur 9,

mais je n'ai pas pu identifier l'étoile α . La correction à apporter au système de Meyermann se déduit du tableau suivant :

	Meyermann	Harvard	Diff.
α Cephei	3 ^m ,29	2 ^m ,74	0 ^m ,55
ε —	5,03	4,51	52
ι —	5,37	4,68	69
ζ —	5,92	5,25	67
λ —	5,91	5,29	62
π_2 Cygni	4,67	4,09	58
1 Cass.	5,25	4,71	54
7 Lac.	4,25	3,85	40
			<u>0,57</u>

Appliquons cette correction aux valeurs extrêmes données par Meyermann (4^m,32 et 5^m,62), nous obtenons les magnitudes suivantes :

Max. : 3^m,75 min. : 5^m,05 ampl. : 1^m,30.

Jordan (*Ap. J.*, L., 200) a donné deux courbes de lumière de δ Cephei, l'une photographique, l'autre photovisuelle. Il avait rapporté la variable à une seule étoile, son compagnon, dont il fixe la magnitude à 6^m,61, probablement d'après Potsdam. Si nous adoptons la valeur 6^m,41, les maxima et minima de Jordan deviennent :

	Photovisuel	Photogr.
Maximum	3 ^m ,82	4 ^m ,27
Minimum	4, 53	5, 47
Amplitude	0, 73	1, 20

Les valeurs de l'amplitude sont acceptables, mais les magnitudes photovisuelles semblent trop fortes d'environ 0^m,25 comparées à celles que je trouve. L'emploi d'une seule étoile de comparaison rend douteuse l'échelle absolue des magnitudes. En appliquant cette correction — assez arbitraire du reste — aux magnitudes photographiques du même auteur, on obtient :

Max. : 4^m,02 Min. : 5^m,22.

En 1922, j'ai effectué quelques comparaisons photographiques des étoiles δ et ζ Cephei, par la méthode des plages de M. Fabry. Les observations, qui n'ont

pas été poursuivies faute de temps, — malgré la précision des résultats, — n'ont porté que sur des phases voisines du minimum. Vu leur petit nombre (9), il n'y a pas lieu d'en donner ici le détail. Il suffira d'indiquer qu'elles fournissent, au minimum, une différence :

$$\delta \text{ Cephei} - \zeta \text{ Cephei} = - 0^m,15 \text{ (photogr.)}.$$

Mais quelle est la magnitude photographique de ζ Cephei ?

Nous avons à choisir entre les valeurs que voici :

H. C. O. vol. 50	$5^m,25$
— vol. 99	4, 62
Wirtz (corr.)	5, 20
Meyermann (corr.)	5, 35

En éliminant la seconde valeur ⁽¹⁾, on trouve comme valeur la plus probable :

$$\zeta \text{ Cephei} = 5^m,26.$$

La magnitude de δ Cephei à son minimum, déduite de mes observations de 1922 serait alors :

$$5^m,11.$$

La moyenne des 4 magnitudes (Wirtz, Meyermann, Jordan, Danjon) pour δ Cephei en minimum, est finalement :

$$5^m,15.$$

L'amplitude (moyenne de Wirtz, Meyermann, Jordan) étant

$$1^m,25,$$

la magnitude au maximum est :

$$3^m,90.$$

⁽¹⁾ Qui résulte de la magnitude visuelle et de l'indice de couleur moyen, relatif à sa classe spectrale.

Représentons les résultats sur un graphique en fonction de λ (fig. 29). Les magnitudes relatives au maximum et au minimum se disposent respectivement sur deux droites qui se coupent vers $0^m,86$, s'il est légitime de les prolonger jus-

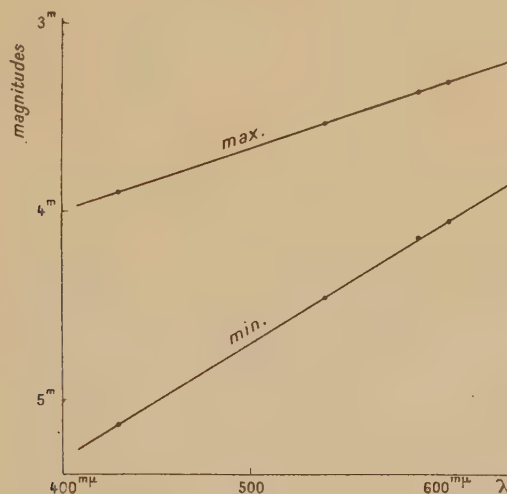


Fig. 29. — Variation des magnitudes extrêmes de δ Cephei avec la longueur d'onde.

que-là. La variation de l'étoile dans l'infra-rouge doit être nulle, ou de très faible amplitude.

Si nous déterminons sur ces droites les points qui correspondent à la longueur d'onde $560\ m\mu$, et que nous les retranchions des magnitudes photographiques, nous obtenons l'indice de coloration :

INDICE DE COLORATION

$$\text{Max. : } 3^m,90 - 3^m,46 = 0^m,44.$$

$$\text{Min. : } 5^m,15 - 4^m,33 = 0^m,82.$$

Jordan trouve respectivement $0^m,45$ et $0^m,92$.

Utilisons ces indices pour déterminer le changement de classe spectrale de δ Cephei au cours de sa période lumineuse. Shapley et Adams (*Ap. J.*, 44, 273 ou *Comm. to the Nat. Acad.*, Mount Wilson, n° 22), ont montré que l'étoile passait du type F, en maximum, au type G en minimum. Il est intéressant de discuter ce cas bien connu, pour montrer la valeur de la méthode colorimétrique.

La variation de l'indice de coloration atteint d'après ce qui précède, $0^m,38$. Or, si l'on prend la moyenne des indices de coloration d'après Schwarzschild,

Parkhurst et King (les données sont contenues dans la table III, page 150 du volume 80 des *Annales de Harvard*), on trouve les indices moyens que voici :

Type	Indice
B5	— 0 ^m ,21
A0	0, 00
F1	+ 0, 29
G0	0, 72
K0	1, 14
M	1, 51

En d'autres termes, l'indice varie sensiblement de 0^m,36 par classe spectrale. En faisant passer par l'origine une droite ayant cette pente, on représente avec

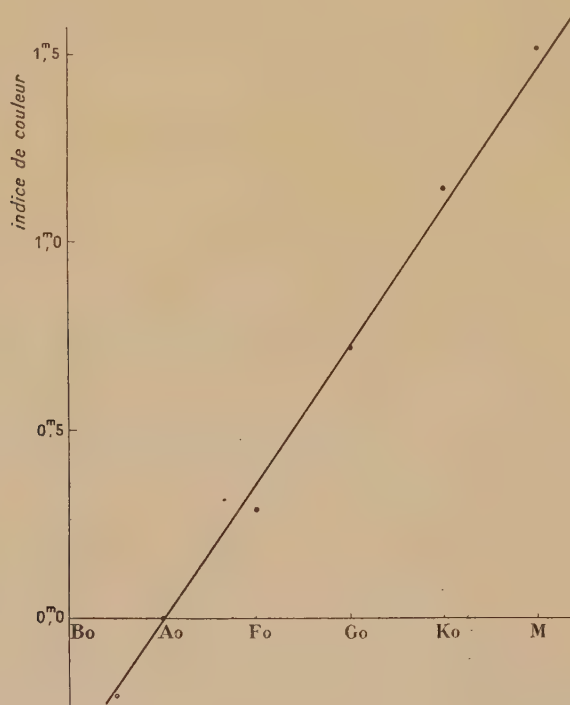


Fig. 30. — Variation de l'indice de couleur avec la classe spectrale.

une précision suffisante les indices observés. Cette droite nous donne les classes suivantes pour δ Cephei : en maximum, F2 ; en minimum, G3. Or, Shapley (*loc. cit.*), donne pour ces limites extrêmes, F0 et G2. L'accord est excellent.

Dans un travail plus récent, Adams et Joy (*Comm. from the Mount Wilson Obs., to the Nat. Acad.*, n° 53) ont repris l'étude spectrale des Céphéides, et ils ont trouvé que la variation spectrale affectait surtout les raies de l'hydrogène, qu'ils

trouvent anormales. Les autres caractères spectraux, notamment l'intensité des raies d'arc des divers autres éléments, fourniraient une variation spectrale quasi nulle. Ainsi, pour δ Cephei, la classe spectrale déterminée par les raies de l'hydrogène varierait entre les types F2 et F9, tandis que, déterminée au moyen des autres caractères spectraux, elle passerait seulement de F9 à G0. Notre étude purement photométrique prouve, en tout cas, que l'intensité du spectre continu suit très exactement les variations spectrales que l'on peut déduire des raies de l'hydrogène.

Cet accord se poursuit-il dans le détail ? Nous pouvons construire deux graphiques représentant, l'un la variation de la classe spectrale, l'autre, les variations de couleur. Pour la classe spectrale, nous disposons des données publiées par Shapley (*loc. cit.*, p. 291). Pour accorder ses phases et les miennes, il suffira d'ajouter 0^m,15 aux premières.

Quant à la coloration, nous la définirons par les différences des magnitudes obtenues avec nos écrans rouge et vert. On passerait de ces différences aux indices de coloration en les multipliant par 2,1. Pour les obtenir, on pourrait se borner à prendre la différence des ordonnées des deux courbes de lumière. Il est plus intéressant de les calculer directement, en prenant la différence des mesures faites à peu d'intervalle, dans *la même nuit*. On peut extraire 65 de ces différences du journal d'observations qui précède. Les voici :

Phase	V—R	Phase	V—R	Phase	V—R
41,83	0 ^m ,26	11,92	0 ^m ,36	31,86	0 ^m ,42
3,75	40	3,16	49	4,77	34
4,68	38	4,15	41	4,88	35
4,77	26	0,60	25	4,95	32
0,16	24	3,63	37	0,45	23
4,78	31	3,78	39	0,54	28
5,01	25	4,67	29	1,46	26
0,58	22	0,27	24	2,52	33
0,66	29	2,24	29	3,48	37
2,57	33	3,27	34	4,55	33
3,65	48	2,56	37	4,16	38
4,40	45	4,55	39	3,37	37
4,46	41	4,18	38	4,37	44
4,61	38	4,37	39	0,02	26
4,74	37	5,12	15	1,02	26
0,35	19	5,18	20	4,05	41
3,36	38	5,25	20	2,85	30
3,50	36	5,35	21	1,21	21
4,34	33	0,82	30	1,34	32
1,02	28	0,89	30	2,34	35
1,05	27	1,82	30	0,06	16
2,32	32	1,97	27	0,98	27
				1,99	28

La représentation graphique donne les courbes de la figure 31 ; la courbe *a* se rapportant aux observations de Shapley, la courbe *b* à mes observations colorimétriques. Les deux courbes ont sensiblement la même allure. Le tracé de la première est insuffisamment déterminé au voisinage du minimum, faute de points.

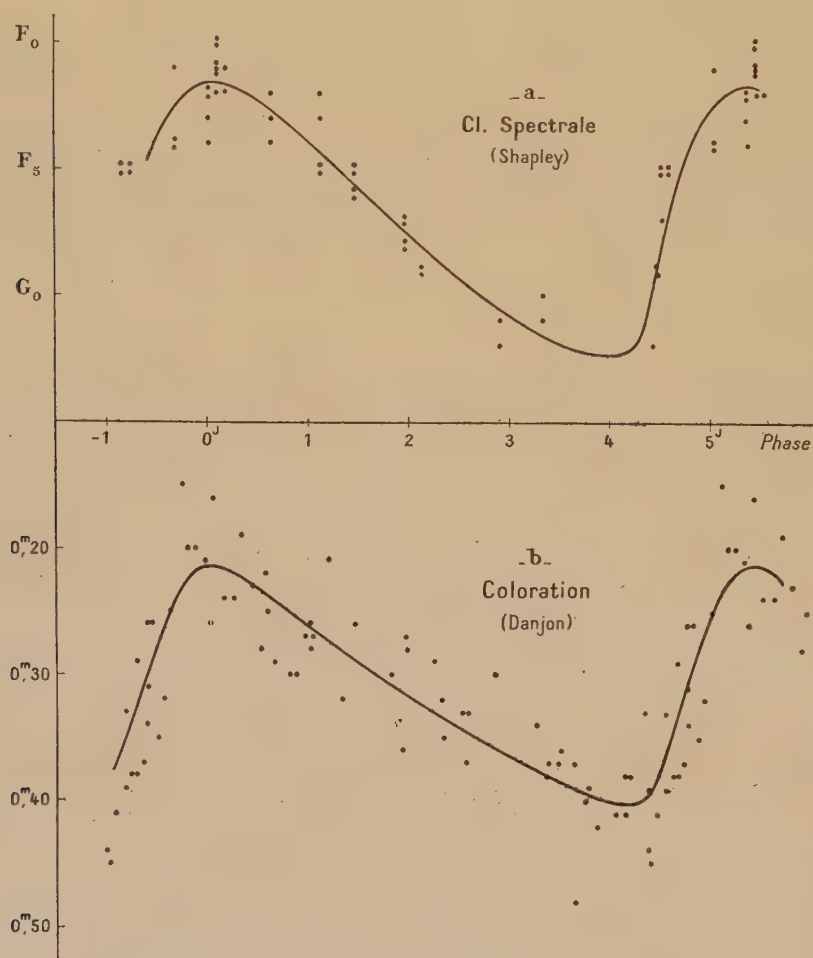


Fig. 31. — Classe spectrale et coloration de δ Cephei.

Il est possible — sous cette réserve — que, pour une même classe spectrale, la coloration soit moins prononcée dans la partie descendante que dans la partie ascendante. Ce fait demanderait confirmation.

Le maximum de la coloration paraît en retard d'un quart de jour environ sur le minimum de lumière. Il n'en résulte d'ailleurs qu'un décalage très petit entre

les minima des deux courbes de lumière en rouge et vert, décalage indiscernable sur les figures 27 et 28.

Le changement progressif de la couleur avec la magnitude enlève toute signification aux courbes de lumière obtenues sans écran. Toutes les erreurs physiologiques, et notamment le phénomène de Purkinje, sont alors variables avec la magnitude, et la courbe obtenue dans ces conditions s'écarte notablement de la courbe véritable. Effectivement, l'amplitude de la variation trouvée par Luizet ne dépassait pas $0^m,64$, alors qu'elle atteint $0^m,86$ pour la longueur d'onde $560\text{ m}\mu$, et $0^m,76$ pour $600\text{ m}\mu$. On constate encore une différence dans la forme : la branche descendante de la courbe de Luizet est fortement concave vers le haut. On peut rattacher cette particularité à l'existence du phénomène de Purkinje.

La courbe de lumière que j'ai publiée dans le *Journal des Observateurs* avait été obtenue en combinant mes propres observations, faites à travers l'écran Wratten 21, peu sélectif, avec les observations que Stebbins avait obtenues au moyen d'un photomètre de Pickering, monté sur un réfracteur de 30 centimètres, sans écran — autant qu'on en peut juger (*Ap. J.*, XXVII, 188.). Cette courbe ne correspond donc pas à un intervalle spectral aussi bien défini que celles du présent mémoire.

CHAPITRE X

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE ET COLORIMÉTRIQUE DE MIRA CETI AU PHOTOMÈTRE DE PICKERING

L'étoile variable à longue période Mira Ceti possède un compagnon visuel situé à 117'' de distance, angle de position 88°. Ce compagnon a sensiblement la même couleur rougeâtre que la variable, car il est de type *Ma*. Pour les observations de magnitude, j'ai donc pu faire usage de l'écran peu sélectif Wratten 21, jaune-orangé. Quelques autres mesures ont été effectuées à travers les écrans plus sélectifs Wratten 25 (parfois 24) et 58. Ces observations colorimétriques sont difficiles à faire sous la latitude de Strasbourg, Mira Ceti se présentant dans la mauvaise saison, et à une altitude faible. Or, le compagnon, de magnitude 9^m, n'est bien visible dans le photomètre Pickering, à travers des écrans sélectifs, que dans d'excellentes conditions atmosphériques de transparence et de calme. Les mesures colorimétriques sont donc peu nombreuses.

Une première série d'observations de magnitude a été faite en 1924-1925 et publiée dans le *Bulletin de l'Observatoire de Lyon* ⁽¹⁾. Ces mesures ne sont pas reproduites ici. Les observations ont été reprises en 1925-1927. En voici le détail :

OBSERVATIONS DE MIRA CETI

DATE	J. J. astr.	Δm	Magn.	OBSERVATIONS
1925 Octobre 9	4331,50	3 ^m , 08	6 ^m , 10	Agitation violente.
24	448,46	4, 75	4, 43	
Novembre 10	465,46	5, 60	3, 58	
15	470,37	5, 88	3, 30	
18	473,47	5, 90	3, 28	
19	474,39	5, 93	3, 25	

⁽¹⁾ Année 1925, p. 125. Les dates étaient exprimées en jours juliens civils. Dans le présent mémoire, j'adopte exclusivement le jour astronomique.

DATE		J. J. astr.	Δm	Magn.	OBSERVATIONS
Décembre	4	489,30	6,07	3,11	Agitation. —
1926 Janvier	7	492,27	6,08	3,10	
	8	524,24	5,33	3,85	
	23	539,25	5,00	4,18	
	25	541,29	5,01	4,17	
Août	28	544,27	4,95	4,23	Nuages.
	2	730,55	1,57	7,61	
	4	732,58	1,68	7,50	
Octobre	9	737,56	2,00	7,18	
		737,63	1,96	7,22	
	5	794,42	5,99	3,19	Vent violent, im. agit.
	7	796,44	6,04	3,14	
	14	803,45	6,05	3,13	
	18	807,40	6,15	3,03	
	27	816,39	5,98	3,20	
Novembre	29	818,38	6,00	3,18	
	9	829,27	5,67	3,51	
	10	830,52	5,67	3,51	
Décembre	13	833,42	5,50	3,68	
	5	855,51	5,05	4,13	
1927 Janvier	23	873,23	4,31	4,87	
	2	883,43	4,34	4,84	
	Février	15	927,25	2,84	6,34

OBSERVATIONS COLORIMÉTRIQUES

DATE		J. J. astr.	PHASE	Δm		R—V
				R	V	
1925 Janvier	5	156,22	— 9 ^h	5,69	5 ^m ,73	— 0 ^m ,04
		25				
	6	157,26	— 8 ^h	5,67	5,68	— 0, 01
Février	10	161,26	— 4 ^h	5,92	5,81	+ 0, 11
		28		5,28		
	10	192,29	+ 27 ^h		5,30	— 0, 02
Octobre	9	433,52	— 58 ^h	3,51		+ 0, 59
		54			2,92	
Novembre	10	465,44	— 26 ^h	5,83	5,77	+ 0, 06
		45				
	15	470,39	— 21 ^h	5,89	5,97	— 0, 08
1926 Août	9	737,64	— 70 ^h	2,28		+ 0, 45
		65			1,83	

NOTA. — La phase est le nombre de jours qui sépare l'observation du maximum *observé* le plus voisin.

Les magnitudes de Mira Ceti ont été calculées en adoptant pour magnitude

du compagnon $9^m,18$. J'ai tiré cette valeur d'une mesure directe de la magnitude de Mira, faite avec le photomètre de Zöllner, en prenant comme étoiles de

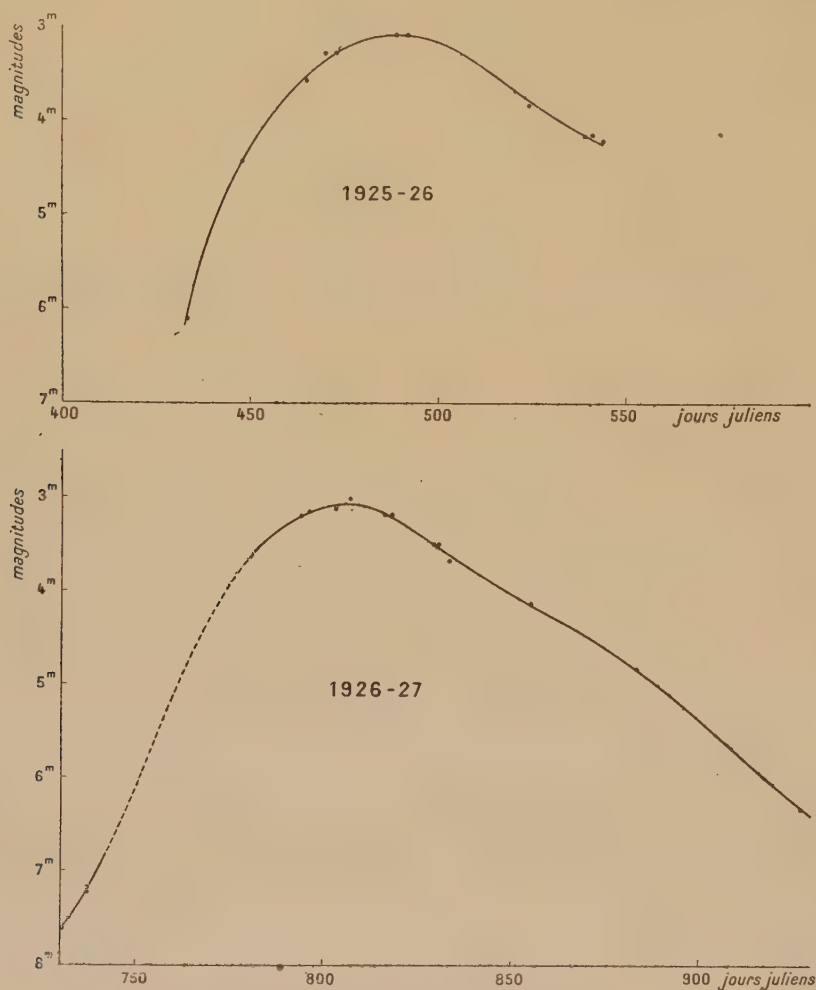


Fig. 32. — Courbes de lumière de Mira Ceti.

comparaison des étoiles brillantes, voisines, de type A, et en faisant usage de l'écran Wratten 21 ⁽¹⁾.

Le maximum d'éclat relatif à la première série de mesures avait eu lieu le 14 janvier 1925 (J. J. 2.424.165), la magnitude étant $3^m,54$. Un autre maximum, moins bien déterminé par suite d'une longue série de mauvais temps,

⁽¹⁾ WENDELL (*Annales de H. C. O.*, vol. 69, p. 95) adopte la valeur : $9^m,19$.

paraît avoir eu lieu la même année vers le 6 décembre (2.424.491), avec la magnitude $3^m,10$. Le ciel étant resté couvert du 8 décembre au 8 janvier, aucune mesure n'a pu être faite au début de la phase descendante.

Enfin, un autre maximum s'est produit le 18 octobre 1926 (2.424.807); avec la magnitude $3^m,03$. Les intervalles entre maxima consécutifs ont eu respectivement pour durée :

326 jours et 316 jours.

Or, la période moyenne, déterminée sur plusieurs siècles d'observations, atteint 331 jours. Les derniers maxima se sont donc produits à intervalles très

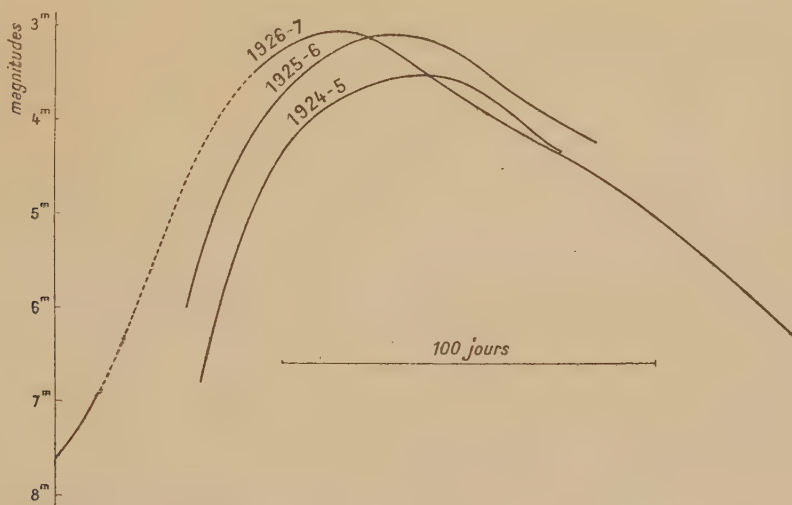


Fig. 33. — Variabilité de la période et du maximum de Mira Ceti.

courts. Le maximum de 1926, notamment, a présenté une avance considérable. L'avance, ainsi que l'irrégularité de la magnitude au maximum, apparaissent nettement sur la figure 33 où l'on a porté les 3 courbes, les deux dernières décalées respectivement de 331 et 662 jours. La courbe de lumière conserve une forme presque invariable, elle se déplace par translation suivant les deux coordonnées, sans se déformer.

Les observations colorimétriques sont intéressantes, malgré leur petit nombre, car elles portent sur un type spectral auquel il est impossible d'appliquer les lois du rayonnement noir. Dans le cas de δ Cephei, nous avons trouvé que la variation du spectre continu suivait étroitement la variation du type spectral défini par les raies de l'hydrogène. Dans le cas présent, les mesures hétérochromes ne donnent plus l'intensité du spectre continu, parce que l'absorption, prin-

cipalement celle de l'oxyde de titane, modifie profondément la répartition de l'énergie dans le spectre. On ne peut plus considérer les observations à travers des écrans comme équivalentes, même en première approximation, à des mesures spectrophotométriques du rayonnement thermique.

Nous voyons immédiatement que les différences $R - V$ sont faibles au voisinage du maximum. Autrement dit, l'étoile possède alors un type spectral très voisin de celui de son compagnon. Au voisinage du minimum, la différence $R - V$ est considérable, environ $0^m,5$. Nous ne pouvons pas déduire de ces nombres la variation de l'indice de couleur, comme nous avons pu légitimement le faire pour δ Cephei, en multipliant par 2,1 les valeurs de $R - V$. En effet, l'indice de couleur de Mira Ceti ne varie certainement pas de $1^m,1$ ⁽¹⁾. On a peu de renseignements précis sur les indices de couleur des diverses sous-classes du type M (Mo, M1, etc.). Adams, Joy et Humason ont donné une liste de 410 étoiles M, en précisant la sous-classe (*Ap. J.*, 64, 225, 1926). J'ai pu trouver l'indice de couleur d'une centaine d'entre elles dans le volume 50 des *Annales de Harvard*, colonne D. En les groupant par sous-classes et par magnitudes, on voit apparaître une variation très rapide avec la magnitude, l'indice passant de $2^m,0$ pour les étoiles de grandeur $2^m,5$, à $1^m,0$ pour la grandeur 5^m , et à $0^m,0$ pour la grandeur $6^m,5$ environ. Cette variation progressive n'a probablement pas d'existence réelle ; elle est due à l'irrégularité de l'une des deux échelles visuelle ou photographique, probablement de la seconde. Il faudrait donc recourir à des documents plus modernes, qui ne paraissent pas exister. Quant à la variation avec la sous-classe, elle est certainement faible, égale tout au plus à $0^m,2$ quand on passe du type Mo au type M3.

Or, d'après Joy (*App. J.*, 63, 281, 1926), Mira Ceti passe du type M5 au maximum, au type M9 au minimum. Ces sous-classes sont déterminées par l'intensité plus ou moins marquée des bandes de l'oxyde de titane ; cette remarque nous servira dans un instant. L'indice de couleur de Mira varie donc vraisemblablement de $0^m,3$ au plus, c'est-à-dire moins que la différence $R - V$. Il en serait autrement si l'étoile rayonnait suivant les lois du corps noir, même approximativement. Mais l'anomalie s'explique par la présence des bandes, d'intensité variable, de l'oxyde de titane. La bande de transmission de l'écran rouge, dont le maximum correspond à $606 \text{ m}\mu$, ne renferme pas de bande importante. Au contraire, la partie centrale de la bande de transmission de l'écran vert est occupée par une bande très importante, dont la tête se trouve en $5210\text{\AA}$, et qui est

⁽¹⁾ Voir notamment A.-H. JOY, A spectrographic study of Mira Ceti, § 4, *Ap. J.*, vol. 63, p. 290, 1926 ; et C.-D. SHANE, The spectrum of α Ceti in 1919, *Lick Obs. Bulletin*, n° 335, 1921.

dégradée vers le rouge. Ce sont les variations de cette bande que mesure la différence $R - V$. Par là, nous suivons les variations du type spectral, d'une manière du reste très sensible, mais par un processus qui diffère totalement de celui qui nous a servi pour δ Cephei.

Cet exemple met bien en évidence le caractère empirique de la méthode colorimétrique. Sous cette réserve, elle est susceptible de donner d'utiles renseignements. Pour les étoiles de type M, en particulier, elle fournit un critérium sensible pour la détermination de la sous-classe. Or, la magnitude absolue des étoiles naines de ce type varie rapidement avec la sous-classe (voir l'article déjà cité de Adams, Joy et Humason). En représentant graphiquement la relation entre ces données, on constate que la dispersion est faible. Donc, la sous-classe détermine assez exactement la magnitude absolue pour permettre une évaluation approchée de la distance. La photométrie en rouge et vert fournirait donc un moyen de déterminer approximativement les parallaxes spectroscopiques pour les étoiles M naines.

Quant à la température des étoiles rouges, il est clair que l'on ne saurait la calculer à partir du rapport des intensités lumineuses pour deux régions spectrales telles que celles que laissent passer nos écrans. Pour s'en faire une idée correcte, il faut recourir à d'autres caractères spectraux tels que l'aspect des raies ou des bandes d'absorption.

CHAPITRE XI

OBSERVATIONS DE β LYRAE AU PHOTOMÈTRE DE PICKERING

Depuis sa découverte par Goodricke, en 1784, la variation d'éclat de β Lyrae, a fait l'objet de nombreuses recherches, mais en général avec des moyens rudimentaires : la plupart des magnitudes qui ont été publiées résultent de simples estimations par la méthode d'Argelander. Quelques mesures ont été obtenues par Pickering ⁽¹⁾ au photomètre méridien de Harvard, mais leur dispersion est assez grande et l'intérêt de cette série est médiocre. Une autre série de mesures a été faite au photomètre équatorial par Wendell et Cram ⁽²⁾, d'abord, par Wendell ⁽³⁾ seul, ensuite ; sa dispersion est faible, mais la répartition des observations par rapport à la phase de la variation n'est pas uniforme (Wendell a concentré ses mesures autour du minimum principal), de sorte que la courbe de lumière ne peut pas être considérée comme bien déterminée. Aussi, est-ce à des courbes obtenues par la méthode d'Argelander que l'on s'est adressé pour déterminer les éléments du système binaire dont les éclipses produisent les variations d'éclat (Shapley) ⁽⁴⁾. A la vérité, il eût mieux valu adopter les mesures de Wendell, toutes incomplètes qu'elles fussent, que les très abondantes collections d'estimations. Les éléments de Shapley sont assez éloignés de la réalité, et la durée qu'il assigne aux éclipses, notamment, est incompatible avec celle que donnent les observations spectroscopiques (Rossiter) ⁽⁵⁾. Nous aurons l'occasion de parler plus loin des observations photographiques et photoélectriques.

Les observations photométriques décrites et discutées ici couvrent un intervalle de quatre années (1923-1926). Pendant ce laps de temps, l'instrument a

⁽¹⁾ *Annales de H. C. O.*, 46, p. 130.

⁽²⁾ *Id.*, 46, p. 214.

⁽³⁾ *Id.*, 69, pp. 50 et 134.

⁽⁴⁾ *Contr. of Princeton O.*, n° 3.

⁽⁵⁾ *Ap. J.*, 60, 1924, p. 15.

subi divers perfectionnements, le mode d'observation a été amélioré progressivement, de sorte que la qualité des mesures a été en augmentant. En 1923, le grand équatorial venait d'être remis en service, le photomètre venait d'être construit. La lame de spath analyseur était trop mince, et la séparation des images trop faible, de sorte qu'il était difficile de supprimer les images surnuméraires. L'élimination de l'équation de position se trouvait alors incomplètement réalisée. La lame de spath employée depuis 1924 donne un dédoublement beaucoup plus grand, et les mesures sont devenues meilleures. Quant au nombre des pointés relatifs à chaque observation, il était de 40 jusqu'en 1925. En 1926, on a effectué régulièrement 80 pointés. Comme on le verra plus loin, ces divers changements ont réduit de moitié la dispersion moyenne des observations.

J'ai adopté comme étoile de comparaison le compagnon visuel le plus brillant de β Lyrae (Burnham 8868 B, 46", 150°, magnitude Harvard 7^m,78, B3 ; la variable est un système binaire dont les composantes sont respectivement de types cB9 et B3e). Les mesures ont été faites avec l'écran Wratten 21. Aucune différence de coloration n'est alors perceptible entre les deux étoiles à comparer.

Avant de donner le journal des observations, il y a lieu de discuter la formule à adopter pour le calcul des phases. Comme il arrive presque toujours en pareil cas, toutes les formules proposées représentent convenablement les observations antérieures qui ont servi à les établir. Mais bientôt après leur établissement, elles cessent d'être applicables. Je suis donc parti de la formule la plus récente (1921), due à Hellerich (A. N. 5163),

$$\text{Minimum} = 2\,398\,590,540 + 121,9080017\,E + 01,000\,003\,920\,E^2,$$

en temps moyen astronomique de Greenwich.

Une première réduction de mes observations à l'aide de cette formule (valable encore pour $E = 1800$) m'a montré qu'elle donnait des phases trop petites de 0^d,11 environ vers l'époque 2000. Il faut donc réduire la période. Après discussion, j'ai adopté comme période :

$$p = 121,9228 + 01,000\,007\,8\,(E - 1930).$$

La réduction préliminaire des observations m'a alors fourni, pour l'époque 1930, le minimum normal suivant, qui a servi de point de départ au calcul de l'éphéméride définitive :

$$2\,423\,517^d,47.$$

Il n'a pas été tenu compte de l'équation de lumière, tout à fait négligeable devant la période.

Le journal des observations donne la date, le jour julien astronomique, la phase calculée à l'aide des éléments ci-dessus, la différence de magnitude trouvée entre la variable et l'étoile de comparaison, enfin les résidus par rapport à la courbe de lumière moyenne, exprimés en centièmes de magnitude.

L'écart moyen calculé à l'aide des résidus a pour valeur :

pour 1923	$\pm 0^m,059$	$n = 52$
1924	0, 042	43
1925	0, 037	53
1926	0, 033	63
211 observations		

OBSERVATIONS DE β LYRAE

DATE		J. J. astr.	Phase	Δm	Résidus
		2.423.			
1923 Mars	20 ...	499,56	7,96	3,72	- 9
Avril	11 ...	521,54	4,07	88	+ 3
	18 ...	28,51	11,04	70	+ 12
	19 ...	29,51	12,04	40	- 6
	22 ...	32,52	2,13	82	- 6
	24 ...	34,52	4,13	89	- 1
	25 ...	35,46	5,07	66	- 10
Mai	2 ...	42,40	12,01	30	- 18
	3 ...	43,49	0,18	16	- 1
		43,61	0,28	21	+ 3
	4 ...	44,45	1,14	49	- 13
	5 ...	45,52	2,21	85	- 4
	7 ...	47,53	4,22	97	+ 8
	8 ...	48,44	5,13	74	- 1
	12 ...	52,43	9,12	90	- 3
		52,47	9,16	85	- 8
	15 ...	55,45	12,14	43	+ 3
Juin	16 ...	56,47	0,23	22	+ 4
	28 ...	68,43	12,29	32	+ 3
	2 ...	73,39	4,23	99	+ 10
		73,46	4,30	4,05	+ 17
	7 ...	78,42	9,26	3,85	- 8
	10 ...	81,42	12,26	26	- 5
	12 ...	83,42	1,34	75	+ 3
Juillet	4 ...	605,42	10,41	90	- 2
	5 ...	06,50	11,49	70	- 4
	7 ...	08,54	0,61	28	0
	8 ...	09,38	1,45	80	+ 5
	10 ...	11,51	3,58	4,00	+ 6
	11 ...	12,49	4,56	3,87	+ 2
	13 ...	14,49	6,56	55	+ 3
	14 ...	15,45	7,52	87	+ 14
	19 ...	20,39	12,46	27	+ 7
	20 ...	21,53	0,68	26	- 6

DATE		J. J. astr.	Phase	Am	Résidus	
1923	Juillet	22 ...	2.423. 623,39	2,54 3,98	+ 7	Brumeux.
		23 ...	24,50	3,65	+ 12	
	Octobre	12 ...	705,27	6,88	+ 9	Nuages.
		14 ...	07,44	9,05	+ 10	
		15 ...	08,30	9,91	+ 2	
			08,39	10,00	0	
		16 ...	09,40	11,01	+ 3	
		17 ...	10,30	11,91	+ 1	
			32	11,93	+ 9	
			43	12,04	+ 7	
	Novembre	18 ...	11,38	0,07	+ 4	
		10 ...	734,25	10,02	+ 1	
		12 ...	36,22	11,99	- 1	
		15 ...	39,22	2,06	- 4	
	Décembre	16 ...	40,22	3,06	- 7	
			40,25	3,09	- 4	
		17 ...	41,37	4,21	- 11	
		6 ...	60,29	10,21	- 9	
1924	Mars	27 ...	872,53	6,15	+ 4	Nuages.
	Avril	5 ...	880,57	1,26	+ 16	
	Mai	5 ...	911,49	6,34	- 1	
		12 ...	18,47	0,39	+ 3	
		13 ...	19,45	1,37	+ 2	
			59	1,51	- 4	
		14 ...	20,37	2,29	- 1	
		17 ...	23,88	5,30	+ 11	
		19 ...	25,37	7,29	+ 3	
		9 ...	46,40	2,48	+ 1	
	Juin	16 ...	53,40	9,48	+ 2	
		Juillet	7 ...	74,37	- 8	
			10 ...	77,37	+ 4	
			44	7,67	+ 4	
			51	7,74	+ 7	
			57	7,80	+ 1	
			60	7,83	+ 6	
		11 ...	78,39	8,62	+ 6	
			52	8,75	0	
			56	8,79	+ 3	
		12 ...	79,42	9,65	0	
			52	9,75	+ 6	
		14 ...	81,42	11,65	+ 11	Images agitées.
		15 ...	82,35	12,58	- 1	
			43	12,66	+ 2	Nuages.
			49	12,72	0	
		16 ...	83,53	0,84	- 2	
		19 ...	86,39	3,70	- 1	
		20 ...	87,53	4,84	+ 4	Nuages.
		21 ...	88,40	5,71	- 6	
	Août	11 ...	2.424. 009,34	0,80	- 12	
		8 ...	098,21	12,13	- 8	
	Novembre	14 ...	104,43	5,43	- 9	
		15 ...	05,26	6,26	- 3	
		16 ...	06,28	7,28	- 7	

DATE	J. J. astr.	Phase	Δm	Résidus	
1924 Novemb.	17 ...	2.424. 107,39	8,39	3,86	— 1
	18 ...	08,28	9,28	98	+ 5
	22 ...	12,27	0,35	12	— 7
	27 ...	17,24	5,32	72	+ 1
	Décembre 7 ...	27,30	2,45	90	— 1
	17 ...	37,26	12,41	20	— 2
	25 ...	45,24	7,47	70	— 2
	26 ...	46,28	8,51	85	— 3
1925 Janvier	5 ...	156,22	5,53	3,74	+ 7
	6 ...	57,21	6,52	48	— 3
	8 ...	59,22	8,53	87	— 2
	10 ...	61,24	10,55	90	0
		61,65	10,96	94	+ 8
	22 ...	73,22	9,60	99	+ 5
	Février 25 ...	207,56	5,18	83	+ 9
	Mars 18 ...	28,54	0,31	20	+ 1
	31 ...	41,50	0,34	18	— 1
	Avril 12 ...	53,50	12,34	31	+ 4
	21 ...	62,55	8,47	85	— 3
		62,58	8,50	84	— 4
	22 ...	63,56	9,48	76	— 18
	23 ...	64,52	10,44	90	— 1
	26 ...	67,50	0,50	24	0
	Mai 6 ...	77,42	10,42	4,04	+ 12
	8 ...	79,38	12,38	3,31	+ 8
		79,53	12,53	18	+ 2
	12 ...	83,47	3,55	92	— 2
	13 ...	84,38	4,46	86	0
	14 ...	85,46	5,54	62	— 4
	15 ...	86,48	6,56	52	0
	16 ...	87,48	7,56	74	0
	17 ...	88,42	8,50	90	+ 2
	18 ...	89,41	9,49	98	+ 4
	19 ...	90,46	10,54	86	— 4
	20 ...	91,42	11,50	86	+ 12
	21 ...	92,38	12,46	22	+ 2
	22 ...	93,36	0,51	13	— 11
		93,58	0,73	32	— 2
	23 ...	94,44	1,59	78	0
	24 ...	95,39	2,54	89	— 2
	29 ...	300,38	7,53	75	+ 2
Juin	8 ...	10,39	4,62	80	— 4
	9 ...	11,36	5,59	60	— 5
	10 ...	12,44	6,67	56	+ 3
	11 ...	13,43	7,66	78	+ 2
	14 ...	16,45	10,68	90	+ 1
	15 ...	17,45	11,68	67	— 1
	Juillet 12 ...	44,41	12,79	12	— 1
	13 ...	45,44	0,90	35	— 10
Octobre	9 ...	433,41	11,33	78	0
	10 ...	34,28	12,20	44	+ 8
		34,42	12,34	26	— 4
	11 ...	435,27	0,27	22	+ 4
		35,46	0,46	28	+ 6
	14 ...	38,29	3,29	92	— 2

Fumée.

Nuages.

DATE	J. J. astr.	Phase	Δm	Résidus	
2.424.					
1925 Octobre 15 ...	439,32	4,32	3,85	— 3	
24 ...	48,43	0,50	26	+ 2	
Novemb. 15 ...	70,26	9,41	92	— 2	
19 ...	74,26	0,49	21	— 3	
Décembre 5 ...	90,25	3,55	92	— 2	
7 ...	92,25	5,55	72	+ 6	
1926 Janvier 8 ...	524,26	11,72	58	— 8	
Mars 17 ...	92,56	2,48	90	— 1	
23 ...	98,55	8,47	85	— 3	
31 ...	606,56	3,53	91	— 3	
Avril 1 ...	07,53	4,52	80	— 5	
2 ...	08,52	5,51	65	— 2	
3 ...	09,56	6,55	48	— 3	
Mai 25 ...	61,44	6,74	54	0	
26 ...	62,41	7,71	73	— 4	
27 ...	63,44	8,74	90	— 1	
31 ...	67,39	12,69	07	— 5	
Juin 1 ...	68,47	0,85	51	+ 11	
5 ...	72,47	4,85	82	+ 2	Nuages.
12 ...	79,43	11,81	64	+ 1	Nuages.
13 ...	80,40	12,78	14	+ 1	
19 ...	86,40	5,85	59	0	
20 ...	87,43	6,88	50	— 7	
21 ...	88,37	7,82	76	— 3	
22 ...	89,44	8,89	90	— 2	Nuages.
23 ...	90,38	9,83	88	— 6	Nuages.
24 ...	91,35	10,80	90	+ 2	
	91,51	10,96	87	+ 1	
26 ...	93,36	12,81	10	— 3	
27 ...	94,36	0,89	47	+ 3	
	38	0,91	48	+ 2	
	43	0,96	53	+ 3	
	47	1,00	61	+ 7	
	58	1,11	64	+ 3	
28 ...	95,38	1,91	86	+ 1	
29 ...	96,37	2,90	95	+ 2	
	40	2,93	97	+ 4	
Juillet 30 ...	97,33	3,86	95	+ 3	
5 ...	702,36	8,89	92	— 2	
12 ...	09,36	2,97	92	— 1	
13 ...	10,38	3,99	95	+ 4	
15 ...	12,43	6,04	65	+ 9	
16 ...	13,37	6,98	59	0	
17 ...	14,36	7,97	79	— 2	
18 ...	15,39	9,00	92	— 1	Brumeux
Août 1 ...	29,32	10,00	98	+ 5	
2 ...	30,33	11,01	88	+ 3	
	30,52	11,20	82	+ 1	
3 ...	31,33	12,01	43	— 6	Nuages.
4 ...	32,33	0,09	15	— 1	
	32,51	0,27	18	0	
5 ...	33,33	1,09	55	— 5	
6 ...	34,32	2,08	80	— 7	Brumeux.
7 ...	35,33	3,09	92	— 2	Nuages.
8 ...	36,38	4,14	91	+ 1	Nuages.

DATE		J. J. astr.	Phase	Δm	Résidus	
1926 Août	9 ...	2,424. 737,33	5,09	3,76	0	Nuages.
		37,60	5,36	78	+ 7	Nuages.
	10 ...	38,34	6,09	63	+ 8	
Octobre	12 ...	40,32	8,08	82	— 1	
	5 ...	94,44	10,50	89	— 2	
	6 ...	95,46	11,52	72	— 1	
	7 ...	96,42	12,48	18	0	
	8 ...	97,25	0,39	26	+ 6	
	14 ...	803,44	6,58	50	— 2	Agitation violente.
	18 ...	07,28	10,42	92	0	
	19 ...	08,28	11,42	72	— 4	
	27 ...	16,29	6,51	50	— 1	
	29 ...	18,40	8,62	86	— 3	Nuages.
Novemb.	15 ...	35,38	12,67	08	— 4	

Si l'on veut passer des différences de magnitude observées entre β Lyrae et son compagnon, aux magnitudes de la variable, il faut connaître celle de l'étoile de comparaison. La valeur $7^m,78$ utilisée par Wendell et retenue par le *Drafer Catalogue* semble fautive. Je l'ai déterminée à nouveau, en procédant comme je l'ai déjà fait pour le compagnon de δ Cephei. Comme il serait impossible de mesurer avec précision la magnitude d'une étoile faible dans le voisinage immédiat d'une brillante, c'est la magnitude de cette dernière que l'on mesure, avec un photomètre de Zöllner. On ajoute à la magnitude trouvée la différence observée entre les deux étoiles, d'où la magnitude du compagnon. Les observations ont été effectuées avec l'écran Wratten 21, en prenant comme fondamentales les étoiles blanches que voici :

	H. R.	Sp.
γ Lyrae	$3^m,30$	A
ν —	5, 16	A2
ε Cephei	4, 23	A5

Le tableau suivant donne les résultats des 17 mesures effectuées. Les différences Δm ont été prises sur la courbe de lumière moyenne. C'est à cette circonstance qu'il faut attribuer la dispersion considérable des magnitudes calculées pour le compagnon : nous verrons plus loin que la courbe de lumière subit d'importantes fluctuations. Néanmoins, le résultat moyen n'est pas affecté sensiblement par ces fluctuations, parce que les observations embrassent toutes les phases possibles. Dans le cas présent, l'écart moyen d'une détermination atteint $0^m,07$; dans le cas du compagnon de δ Cephei, il atteignait seulement $0^m,04$. Les

fluctuations que j'ai soupçonnées dans la courbe de δ Cephei sont donc d'amplitude inférieure, si elles existent, à celles que nous allons trouver pour β Lyrae.

OBSERVATIONS DE β LYRAE AU PHOTOMÈTRE ZÖLLNER, POUR LA DÉTERMINATION DE LA MAGNITUDE DU COMPAGNON

DATE	J. J. astr.	Phase	M	Δm	m
1924 Septembre 19 ...	2.424 048,34	1 ^h ,03	3 ^m ,70	3 ^m ,56	7 ^m ,26
22 ...	51,34	4,03	44	91	35
23 ...	52,33	5,02	74	77	51
24 ...	53,32	6,01	87	56	43
26 ...	55,32	8,01	53	82	35
27 ...	56,36	9,05	57	92	49
28 ...	57,31	10,00	52	93	45
29 ...	58,32	11,01	54	85	39
Octobre 1 ...	60,35	0,12	4,10	17	27
2 ...	61,27	1,04	3,76	57	33
4 ...	63,35	3,12	44	94	38
10 ...	69,37	9,14	50	93	43
11 ...	70,40	10,17	57	93	50
12 ...	71,27	11,04	66	84	50
13 ...	72,27	12,04	92	47	39
14 ...	73,27	0,12	4,29	17	46
16 ...	77,30	4,15	3,44	90	34
					$7^m,40 \pm 0^m,07$

Nous ne ferons pas ici un historique détaillé des recherches sur la variabilité de la courbe de lumière de β Lyrae. On a constaté depuis longtemps de grandes différences entre les graphiques publiés par les divers auteurs, observant tous ou presque tous par simple estimation ; mais on sait que ce procédé est impuissant à donner une échelle de magnitude régulière au sens que nous avons donné plus haut à ce terme. On place l'étoile, par estimation, entre les degrés d'une échelle constituée par un certain nombre d'étoiles d'éclat constant. En négligeant même toutes les causes d'erreur que comporte ce procédé empirique, il a un grave défaut : la valeur des degrés successifs de l'échelle, fort inégaux entre eux, est mal connue. Il s'en faut de beaucoup que la différence de magnitude des étoiles de comparaison prises deux à deux soit connue, par exemple à 10 p. 100 près. En conséquence, l'échelle empirique à laquelle on rapporte la variable se resserre ou se dilate tour à tour, suivant l'intervalle dans lequel se trouve la variable. Si l'on a par exemple 3 étoiles de comparaison rangées par ordre de magnitude croissante A, B et C, et si la magnitude cataloguée pour B est trop faible, la variation de l'étoile étudiée sera estimée plus lente qu'elle ne l'est réellement tant que son éclat sera intermédiaire entre ceux des étoiles A et B,

et plus rapide lorsqu'elle se placera entre B et C. Comme les divers observateurs n'utilisent pas les mêmes étoiles de comparaison, ni les mêmes magnitudes cataloguées, il en résulte qu'on ne peut légitimement comparer leurs courbes de lumière.

Les résultats sont encore moins bons, si les observateurs n'utilisent pas les magnitudes cataloguées, et s'ils appliquent la méthode d'Argelander sous sa forme primitive.

On a donc insisté plus que de raison sur les différences de tracé des courbes obtenues par cette méthode. Il est plus intéressant de discuter à cet égard les observations photométriques précises, malheureusement peu nombreuses. La répartition des phases observées par Wendell ne permet pas de tirer parti de ses

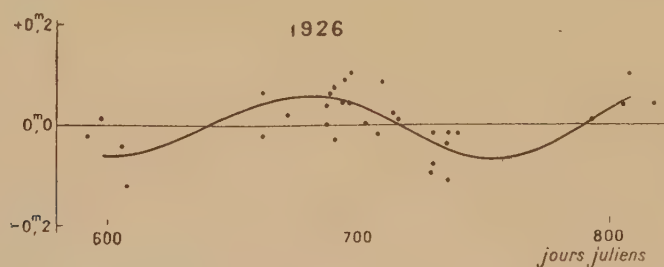


Fig. 34.

mesures pour cette recherche particulière; mais il existe quelques mesures de précision obtenues au moyen de cellules photoélectriques et qui ne laissent place à aucun doute. Après avoir observé trois cycles de 13 jours à l'Observatoire Lick, Stebbins conclut ainsi (*Lick Obs. Bull.*, n° 277, 1915) : « A chaque période, la lumière de l'étoile ne subit pas les mêmes changements, des discordances atteignant $0^m,06$ à $0^m,10$ ayant été notées. » La même conclusion se dégage de l'étude de Guthnick et Prager (*Sitzb. d. Pr. Akad. d. Wissenschaften*, 1917-1, 223). Mais ces observations photoélectriques ne s'étendent pas sur un intervalle de temps suffisant pour permettre une étude détaillée des changements de forme de la courbe de lumière.

Mes propres observations mettent ces changements en évidence. La dispersion des mesures, principalement des dernières séries (1925-1926), semble supérieure à celle que font prévoir la précision de l'instrument et le nombre des points. On voit en outre que les écarts présentent dans le temps un caractère systématique. Ainsi, en 1926, le premier maximum (celui qui suit immédiatement le minimum principal) a été tour à tour plus brillant ou moins brillant que la moyenne, le second maximum subissant des fluctuations de sens inverse. Le

premier maximum l'emportait sur le second en mai-juin et en octobre. Le second maximum l'emportait au contraire en mars-avril et en août. Ceci paraît indiquer une périodicité du phénomène d'environ 5 mois. Le graphique de la figure 34 met ces variations en évidence. On a porté en fonction du jour julien les résidus relatifs aux phases comprises entre 2 jours et 5 jours, avec leur signe, et les résidus, *changés de signe*, pour les phases comprises entre 8 jours et 11 jours. On donne ainsi le même sens aux écarts, si l'élévation de l'un des maxima correspond à l'abaissement de l'autre. Le groupement est assez net. La demi-amplitude du phénomène est voisine de 0^m,06.

Pour préciser la période, j'ai dessiné le même graphique pour l'année 1925, et j'ai constaté que l'on avait sensiblement égalité des maxima (avec abaissement du maximum M₁) aux dates juliennes suivantes :

$$2\ 424\ 270 \quad \text{et} \quad 2\ 424\ 720,$$

soit un intervalle de 450 jours. Ceci donnerait pour la période environ 150 jours. On constate d'autre part une surélévation du maximum M₂ en 1924, vers le jour julien

$$2\ 423\ 976,$$

et le même cas s'est présenté en 1926 vers l'époque

$$2\ 424\ 720 + \frac{1}{4} P = 2\ 424\ 757.$$

D'où un intervalle de 781 jours, qui donne une période mieux déterminée de 156 jours. Enfin, nous voyons que, à la fin de juin 1915, les mesures de Stebbins annoncent un renforcement progressif du second maximum, qui a dû atteindre sa plus grande valeur vers le début d'août, soit vers la date 2 420 710. D'où avec la même phase de 1926 un intervalle de 4047 jours, qui, avec la période approchée de 156 jours correspondrait à 26 périodes. On en tire 1551,7, comme valeur finale. Les observations de Guthnick nous montrent nettement la faiblesse de M₁ en octobre-novembre 1916, soit encore un maximum de M₂ vers l'époque : 2 421 160. D'où pour cette phase particulière de la variation, quatre dates qui donnent, avec la période 1561,7, les intervalles suivants :

$$\begin{array}{rcl} 2\ 420\ 710 & \left\{ \right. & 2,9 \text{ fois } 1551,7. \\ 1\ 160 & \left\{ \right. & 18,1 \text{ — —} \\ 3\ 976 & \left\{ \right. & 5,0 \text{ — —} \\ 4\ 757 & \left\{ \right. & \end{array}$$

La cohérence des nombres de périodes est telle qu'elle donne confiance dans la valeur trouvée — qui reste toutefois sujette à révision.

On peut chercher une vérification plus directe. Prenons parmi mes observations celles qui correspondent aux deux cas extrêmes : $M_1 > M_2$ ou $M_1 < M_2$; pour cela, partons des époques typiques de 1926 et remontons dans le passé au moyen de la période de 156 jours. Nous pouvons sélectionner deux groupes d'observations qui nous donnent les deux courbes de lumière de la figure 35.

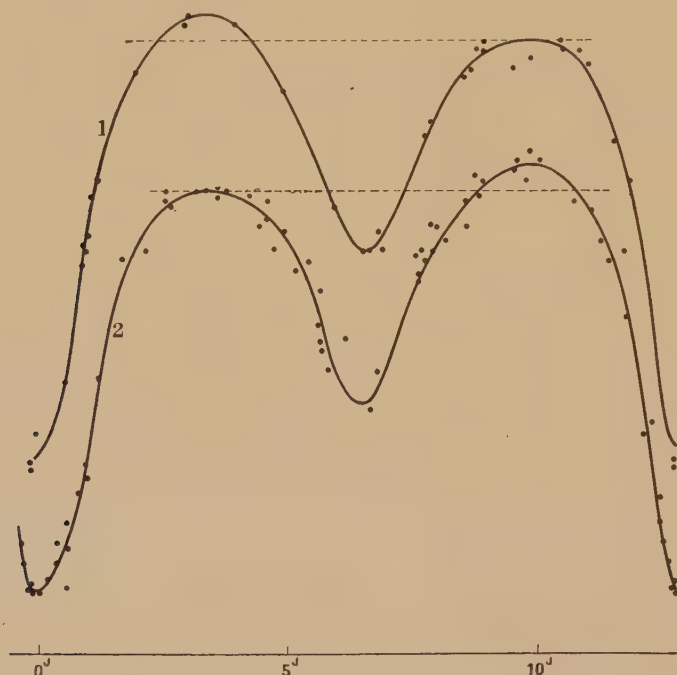


Fig. 35. — Formes extrêmes de la courbe de lumière de β Lyrae.
1. $M_1 > M_2$. — 2. $M_1 < M_2$.

Le résultat est bien tel qu'on pouvait l'attendre. Sur la première courbe, le maximum M_1 est élevé, arrondi, l'autre maximum est bas et aplati. L'inverse a lieu pour la seconde courbe.

Ces deux courbes vérifient à la fois l'existence du phénomène, et la valeur adoptée pour la période, qui ne pourrait être qu'un sous-multiple de la valeur adoptée, éventualité peu probable si l'on examine le graphique de la figure 34.

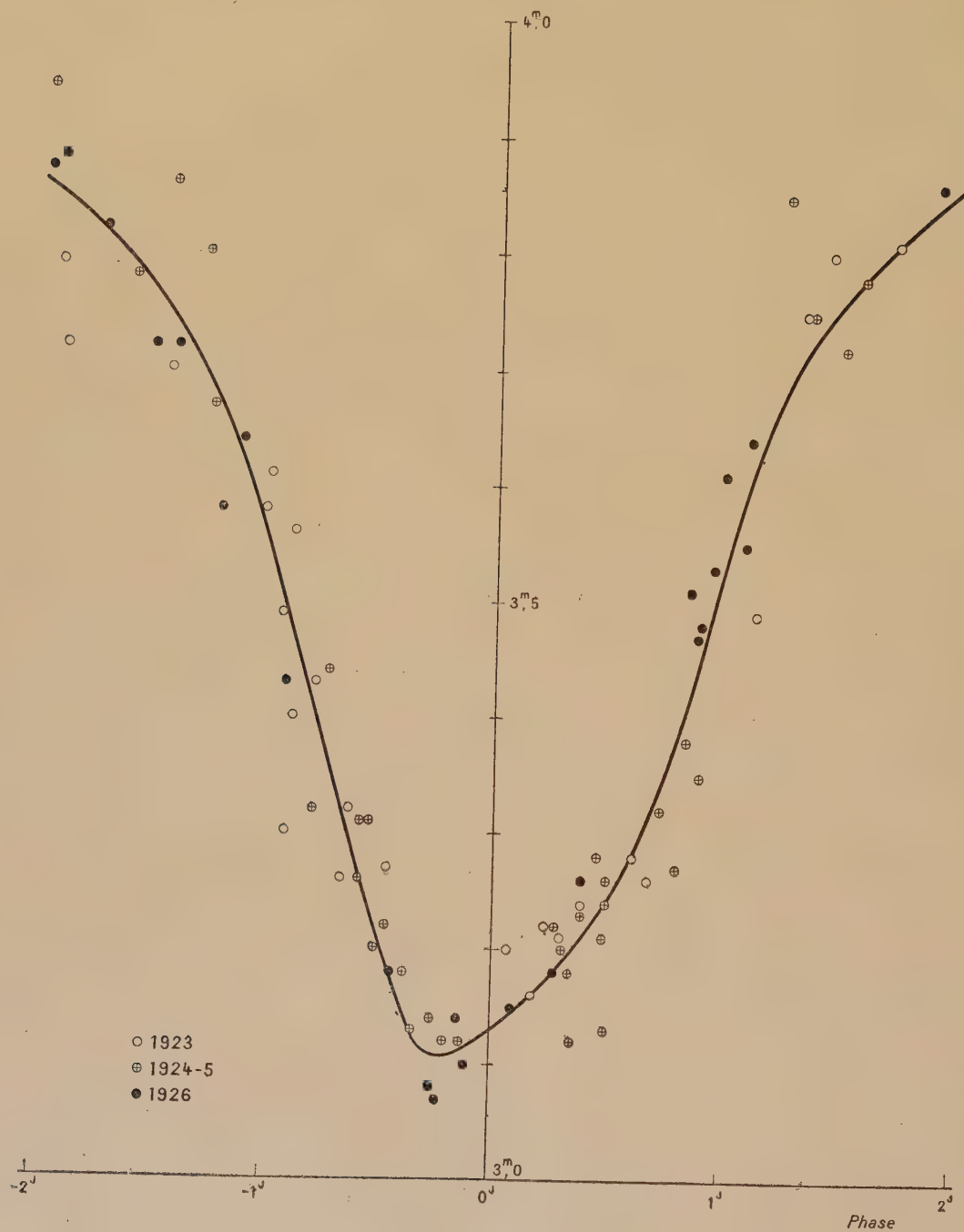
Les anciennes estimations visuelles apportent d'autre part un contrôle indirect de ce qui précède. Lindemann, Pannekoek, Stratonow, enfin Luizet (*Bulletin de la Société Astronomique de France*, 1907, page 42) ont cru remarquer que les courbes de lumière obtenues par eux ou leurs prédécesseurs présentaient des

oscillations secondaires, d'amplitude totale voisine de $0^m,08$. Ces oscillations, d'après Luizet, se placent aux mêmes phases pour tous les observateurs, et elles sont au nombre de 13. Il est facile de rattacher ces soi-disant oscillations (dont les mesures photométriques ne montrent pas trace) à la déformation lente de la courbe de lumière. β Lyrae s'observe principalement en été, et les observateurs notent son éclat sensiblement à la même heure tous les soirs. Or, la période (qui était pour les observateurs dont nous parlons de $12^d,917$) est très voisine d'un nombre entier de jours, égal à 13. Donc, pendant un nombre assez long de périodes, les observations portent sur les phases à peu près identiques. Si la période était de 13 jours exactement, les points observés se placeraient sur 13 petits segments de droite verticaux, par suite des variations de la courbe de lumière. En réalité, les phases croissent légèrement, de $0^d,083$, d'une période à la suivante. Si l'intensité du premier maximum va en diminuant, les points observés vers la phase 4 jours par exemple, se placent sur un petit segment de courbe incliné. Puis, quand ce maximum reprend de l'éclat, les points observés remontent progressivement. Cette stroboscopie renversée donnera finalement à la courbe 13 oscillations secondaires. Mais pour que ces oscillations ne se brouillent pas lorsque l'on fait les moyennes d'un très grand nombre de périodes (la courbe de Luizet représente 7 ans d'observations), il semble nécessaire qu'une relation numérique simple relie la période de la variable, et celle des déformations de la courbe. Lorsque l'avance de phase, de $0^d,083$ par période, a fait gagner un jour, il faut que la déformation ait parcouru un cycle. La période de déformation vaudrait donc environ 12 fois la période de variation de l'étoile, soit 156 jours. Ce raisonnement ne fournit évidemment pas une valeur précise de la période de déformation, mais il accroît le caractère de vraisemblance de celle que nous avons établie précédemment (1).

(1) Je n'ai pas pu retrouver la période secondaire d'environ $6^d,58$ dont l'existence a été annoncée par Miss Blagg (*Monthly Notices*, 84, p. 629 ; 85, p. 484 et 88, p. 162). Je remarque d'autre part que l'on a, d'une manière très approchée, une relation simple entre la période P de $12^d,9$, la période B de Miss Blagg, et l'année A :

$$1/B = 2/P - 1/A \quad (1)$$

En portant dans cette formule la valeur de P qui correspond à l'époque moyenne des observations de Baxendell l'on obtient $B = 6^d,571$, alors que Miss Blagg obtient $6^d,576$ à partir des observations. L'accord est encore assez bon pour les observations plus récentes. La période B serait donc fictive et elle résulterait d'une combinaison simple de deux périodes réelles, suivant la formule (1) qui est un cas particulier d'une formule générale bien connue. Comment s'introduit l'année parmi les périodes de la variable ? Comme je l'ai rappelé plus haut, c'est par l'intermédiaire de l'équation de position. Les observations ont pu être corrigées systématiquement pour cette

Fig. 36. —Minimum de β Lyrae.

La période de 156 jours a-t-elle une réalité propre, ou bien résulte-t-elle de la combinaison des périodes parmi lesquelles figurerait celle de $12^j,92$, c'est ce qu'il n'est pas possible de dire actuellement. On ne pourra répondre à la question que lorsque l'on connaîtra la cause physique de la déformation.

Ceci posé, quelle est la forme moyenne de la courbe de lumière ? La partie de cette courbe qui retient d'abord l'attention est celle qui avoisine le minimum principal. Si nous la construisons en portant tous les points observés (fig. 36), nous constatons que son sommet présente une dissymétrie marquée. Cette dissymétrie ne semble pas accidentelle ; elle présente le même sens — autant que j'en puis juger — que le premier maximum l'emporte sur le second ou inversement. La courbe descend rapidement, puis, avant la phase nulle, elle commence à remonter, de sorte que le minimum absolu a lieu plus tôt que ne l'indique la formule (environ un quart de jour plus tôt). Traçons une courbe symétrique en prenant les moyennes des ordonnées pour des phases symétriques, et nous voyons que l'écart maximum entre la courbe régularisée et la courbe observée atteint au maximum $0^m,04$.

Ce fait nouveau trouve à la fois une confirmation et une interprétation dans une remarque faite par Miss Maury sur le spectre de β Lyrae. Ce spectre, fort compliqué, résulte de la superposition de ceux des deux étoiles formant le système binaire à éclipses. L'un de ces spectres a pour type Bg ; c'est celui de l'étoile de plus grande brillance. L'autre a pour type B3e. Les raies, brillantes ou sombres, subissent divers changements au cours du cycle de 13 jours. Or, Miss Maury (*Popular Astronomy*, 34, 625) trouve que les raies de l'étoile de faible brillance présentent un maximum d'intensité très accusé $0^j,5$ après le minimum principal. A cette phase, l'étoile de faible brillance éclipse l'autre ; son spectre est prédominant. Miss Maury pense que l'accroissement d'intensité des raies brillantes ou noires de cette étoile s'explique en tenant compte de l'ellipticité des composantes du système binaire. La forme de la courbe de lumière donne en effet à penser que les étoiles sont allongées suivant le rayon vecteur. Mais, si l'on suppose que les axes des ellipsoïdes font un petit angle avec le rayon vecteur, on intro-

équation (correction saisonnière), il n'en reste pas moins un effet secondaire dû à ce que l'équation de position *varie avec la magnitude*, ainsi que je l'ai montré (voir chapitre IV). Cet effet secondaire possède comme périodes P (et, vu la nature particulière de la courbe de lumière, $P/2$), et le jour sidéral — ou l'année, ce qui revient au même en l'espèce. Il n'est pas étonnant que l'on trouve aussi des périodes artificielles résultant des combinaisons simples des deux périodes du phénomène. Mes mesures photométriques n'étant pas affectées par l'équation de position, qui est éliminée par le mode opératoire, la période annuelle est alors supprimée et je ne trouve pas la période artificielle B.

L'explication que je suggère ici pour la période B est donc assez vraisemblable.

duit une dissymétrie, qui peut expliquer celle de la courbe de lumière. Miss Maury conclut ainsi : « Il existe une variation secondaire produisant des avances ou des retards de phase aux diverses révolutions, avec une amplitude d'environ un jour et une période inconnue. On pourrait l'expliquer en admettant que les grands axes des ellipsoïdes oscillent de part et d'autre de leur véritable alignement. »

On pourrait faire bien d'autres hypothèses : admettre, par exemple, que la dissymétrie existe à la surface de l'étoile, dont une face serait alors plus brillante que l'autre. Toutes ces hypothèses seraient équivalentes au regard des faits actuellement connus.

Il n'y a pas lieu d'insister pour le moment, mais il serait hautement désirable de rechercher s'il existe une corrélation entre les fluctuations dont parle Miss Maury et les variations de la courbe de lumière ; en particulier, si la période de 5 mois régit également les changements spectraux. Cette recherche mettrait peut-être un peu d'ordre dans nos connaissances spectroscopiques, encore si confuses, relativement au système de β Lyrae.

Revenons à la courbe de lumière moyenne que l'on peut tracer au milieu des points de la figure 37. Les deux branches qui encadrent le minimum, entre les phases 0,5 et 1,5 d'une part, — 0,5 et — 1,5 d'autre part, sont symétriques par rapport à la phase nulle. Le minimum secondaire paraît symétrique par rapport à la phase 6,40. L'intervalle entre les deux minima serait donc seulement la fraction 0,495 de la période. On pourrait expliquer cette dissymétrie au moyen de l'excentricité de l'orbite, si le périastre correspondait approximativement au premier maximum. D'après Rossiter, on a en effet :

$$e = 0,014.$$

Mais le même auteur situe le passage au périastre à la phase 8,54, c'est-à-dire entre le minimum secondaire et le second maximum. Ce sont là du moins les éléments donnés, d'après Rossiter, dans le *Third Cat. of spectr. binaries* de Moore (*Lick Obs. Bull.*, 355). Mais, à la fin d'une étude sur β Lyrae, Miss Blagg rapporte, d'après une lettre de Rossiter, que ce dernier aurait trouvé une révolution de la ligne des apsides en 9 ans environ (*Monthly Notices*, 85, 496). Il convient donc d'attendre de plus amples informations sur l'orbite de β Lyrae. Quoi qu'il en soit, voici, d'après la courbe tracée à main levée, les phases principales de la variation, rapportées à l'éphéméride donnée plus haut. La colonne Δm donne les différences entre β Lyrae et son compagnon, la colonne M donne les magnitudes de la variable, en admettant 7^m,40 comme magnitude de l'étoile de comparaison.

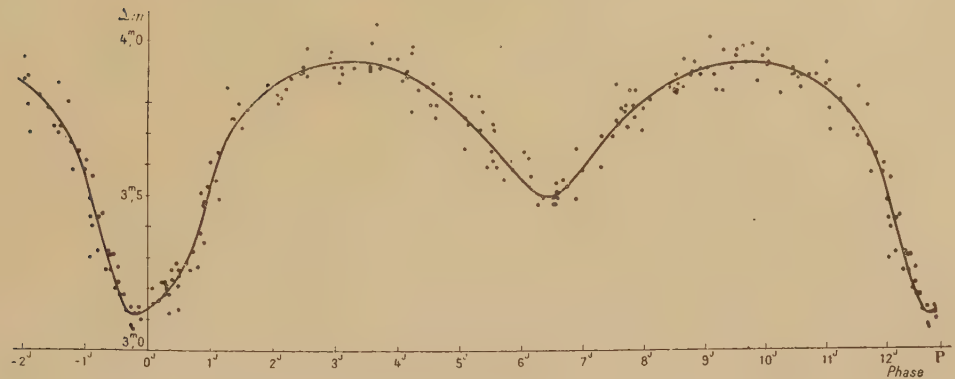


Fig. 37. — Courbe de lumière moyenne de β Lyrae.

	Phase	Δm	M
Minimum principal	0 ^h ,00	3 ^m ,13	4 ^m ,27
Maximum 1	3,3	3,94	3,46
Minimum secondaire	6,40	3,51	3,89
Maximum 2	9,6	3,94	3,46

L'amplitude totale de la variation atteint 0^m,81, la profondeur du minimum secondaire étant seulement de 0^m,43.

Voici les ordonnées relevées sur la courbe pour diverses valeurs, positives ou négatives (+ et —), de la phase. Pour la commodité des calculs ultérieurs, on a choisi des fractions simples de la période.

Phase	+	—	Phase	+	—
0 ^h ,00 ou 0 ^h ,00	3 ^m ,13	3 ^m ,13	0 ^h ,24	3 ^m ,94	3 ^m ,94
1 13	16	13	6 36	94	94
2 26	18	11	8 62	93	93
3 39	21	16	0,30 88	92	92
4 52	25	22	2 4,14	91	92
6 78	37	40	4 39	87	89
8 1,03	56	58	6 66	83	85
0,10 29	70	70	8 91	79	82
2 55	78	77	0,40 5,17	74	78
4 81	83	83	2 43	69	72
6 2,07	86	87	4 68	63	66
8 33	89	90	6 95	57	59
0,20 59	91	92	8 6,21	52	54
2 85	93	93	0,50 46	51	51

Toutes ces données sont relatives à l'écran orangé Wratten 21. Je n'ai pas effectué à proprement parler l'étude colorimétrique de la variable, mais j'ai fait cependant quelques mesures avec les écrans sélectifs 25 et 58. En voici les résultats.

		J. J.	Ph.	R	V	R — V
1925 Octobre	11	435 ¹ ,28	0 ¹ ,28	3 ^m ,20	3 ^m ,17	+ 0 ^m ,03
	15	39,29	4,29	86	85	+ 0, 01
	24	48,41	0,48	29	21	+ 0, 08
Novembre	15	70,26	9,41	90	91	— 0, 01
	19	74,26	0,49	21	16	+ 0, 05

La moyenne des 3 valeurs de $R - V$ obtenues près du minimum principal est + 0^m,05 ; celle des mesures obtenues en maximum est 0^m,00. La quantité $R - V$ varie donc de 0^m,05, au cours de la période.

Dans le cas des Céphéides, la variation de $R - V$ s'interprétait comme l'indication d'un changement réel de classe spectrale. Dans le cas présent, le changement de couleur au cours des éclipses est dû à une différence de couleur entre les deux étoiles. L'étoile qui est éclipsée au minimum principal, et qui appartient à la classe B9, est plus bleue que l'autre composante, de type B3. *A priori*, on aurait pu attendre le contraire, mais la réalité du fait est confirmée par les mesures photométriques obtenues photographiquement par Schwarzschild (*Publik. von Kuffner'schen Sternw. Wien*, V, 1900). En construisant la courbe de lumière que donnent ces mesures, on constate que la profondeur du minimum principal est plus grande photographiquement que visuellement, tandis que le contraire a lieu pour le minimum secondaire (la valeur donnée ici pour le minimum principal est une limite inférieure, car les observations manquent au voisinage immédiat de la phase zéro).

	Amplitude	
	vis. (D)	phot. (S)
Minimum principal	0 ^m ,81	0 ^m ,90
Minimum secondaire	0,43	0,40

Tout se passe bien comme si la composante éclipsée au minimum principal était la plus bleue. Nous verrons plus loin qu'il serait très important de préciser ces données colorimétriques. Actuellement, on ne dispose guère, outre les observations déjà signalées, que des mesures photoélectriques obtenues avec une cel-

lule au rubidium par Stebbins, et d'autres, avec le même métal, par Guthnick et Prager. La longueur d'onde moyenne des radiations utilisées est intermédiaire entre celles de nos mesures visuelles et celle des observations photographiques. J'ai calculé à nouveau les phases de ces observations, et je les ai combinées en une courbe de lumière unique. L'amplitude du minimum secondaire est ainsi très bien déterminée ; on la trouve égale à $0^m,41$. Quant au minimum principal, il est particulièrement mal dessiné. Il semble que les mesures de Stebbins aient été faussées par une erreur systématique ; en tout cas, elles sont incompatibles avec celles de Guthnick et Prager, à moins d'admettre une variabilité de la courbe de lumière bien supérieure à celle que j'ai observée. Si l'on s'en tient aux mesures de Guthnick et Prager, dans le voisinage du minimum principal, on trouve, en s'aidant de mon tracé pour relier les points observés, que l'amplitude du minimum principal est très voisine de $0^m,92$. L'amplitude du minimum principal varie donc approximativement 5 fois plus vite que celle du minimum secondaire, et en sens inverse, lorsque la longueur d'onde observée varie. Nous utiliserons plus loin cette remarque, mais en tenant ce coefficient 5 pour provisoire et sujet à révision. De nouvelles observations sont en cours, pour en préciser la valeur.

CHAPITRE XII

DÉTERMINATION DES ÉLÉMENTS DE β LYRAE

Les travaux bien connus de Myers, Stein, Roberts, Hepperger, et plus récemment de Shapley, ont établi définitivement les faits suivants. Le système de β Lyrae est constitué par deux astres en mouvement orbital (étudié spectroscopiquement par Pickering, Curtiss, Rossiter), qui s'éclipsent mutuellement à chaque demi-révolution. D'autre part, ces astres sont allongés l'un vers l'autre, de sorte que, en dehors des éclipses, leur surface apparente varie par suite de la rotation de leur grand axe. Il en résulte des variations continues de la lumière du système, et en définitive, à aucun moment, la magnitude de l'étoile ne reste constante.

Quant aux éléments, du reste fort différents, publiés par ces divers auteurs, il n'y a pas lieu de les retenir, car ils ont tous été tirés d'estimations visuelles sans aucune précision. Les seuls qui méritent d'être pris en considération sont ceux que Guthnick et Prager ont tirés de leurs observations photoélectriques, malheureusement peu étendues.

Dans son étude sur le spectre de β Lyrae, Rossiter indique la nécessité de réviser les éléments de Shapley, qui fournissent une durée beaucoup trop longue pour les éclipses (2^j,24, alors que l'étude du spectre donne environ 1^j,6).

Nous allons reprendre la détermination des éléments, en appliquant la méthode de Russell, exposée par cet auteur dans deux mémoires (*Astrophysical J.*, 35, 315 et 36, 54), suivis de deux autres en collaboration avec Shapley (*ibid.*, 36, 239 et 385). J'aurai l'occasion de revenir plus tard sur cette méthode, dont je ne rappellerai ici que l'essentiel. Les deux premiers mémoires sont relatifs au cas d'étoiles dont le disque est uniformément brillant, et qui peuvent être sphériques ou allongées (ellipsoïdes de révolution autour du rayon vecteur). Les deux derniers traitent du cas où le disque est assombri graduellement du centre vers le bord, la brillance variant comme la fonction $\sqrt{1 - r^2}$, r étant la distance au centre, en prenant le rayon du limbe pour unité. La méthode étant la même en principe

dans les deux cas, nous nous bornerons à la décrire sommairement dans le premier cas.

Nous supposerons l'orbite circulaire, et, pour commencer, les étoiles sphériques. Entre les éclipses, la courbe de lumière est rectiligne et horizontale. Pendant les éclipses, la courbe s'infléchit ; construisons-là en prenant comme abscisses le carré du sinus de la longitude θ , comptée à partir de la conjonction supérieure de la plus petite des deux étoiles. On a, en désignant par P la période et par t le temps écoulé depuis le maximum de l'éclipse de cette étoile,

$$\theta = 2 \cdot \pi \cdot t/P.$$

Nous aurons soin de prendre pour les abscisses, c'est-à-dire pour $\sin^2 \theta$, une échelle telle, que la variation de la lumière au cours de l'éclipse se produise dans un intervalle égal à l'unité. Si l'éclipse est totale, et si θ_e et θ_i sont les deux longitudes des contacts extérieur et intérieur, nous devons donc porter en abscisses la quantité

$$\frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_e - \sin^2 \theta_i}.$$

Si l'éclipse est partielle, nous porterons en abscisses :

$$\sin^2 \theta / \sin^2 \theta_e.$$

En ordonnées, nous porterons l'intensité lumineuse du système, — en nombres, et non en magnitudes — en prenant une échelle telle que l'amplitude de l'éclipse soit égale à l'unité. Dans ces conditions, la branche de courbe qui représente la variation de la lumière au cours de l'éclipse, part d'un point de coordonnées 0,0 (on portera l'origine au contact intérieur si l'éclipse est totale) et aboutit à un point de coordonnées 1,1 (contact extérieur). Ceci posé, Russell démontre (implicitement, car son exposé diffère de celui-ci) que la courbe ainsi tracée appartient à une famille de courbes à deux paramètres. Il choisit comme paramètres, d'une part, le rapport k du rayon de la petite étoile à celui de la grande étoile, d'autre part la fraction α_0 du disque de la petite étoile qui se trouve éclip­sée au milieu du phénomène. Ces paramètres sont tous les deux inférieurs à l'unité.

Si l'éclipse est totale, la famille de courbes ne dépend plus que d'un seul paramètre, k . En effet, α_0 est connu et égal à 1. La perte de lumière que subit le système pendant la totalité donne la lumière de l'étoile éclip­sée et par différence, celle de l'autre étoile (on prendra comme unité, pour les exprimer, la lumière totale $L_1 + L_2$ du système en dehors des éclipses). Quant au paramètre k , on le déduit de la forme de la courbe de lumière, en cherchant la valeur de k qui donne la courbe théorique la plus voisine de la courbe observée. Russell indique une

méthode de tâtonnement, tenant compte de l'ignorance où l'on est, *a priori*, des valeurs exactes de θ_e et de θ_i ; l'exposé simplifié qui vient d'être donné ne conduirait pas tel quel à une construction possible. Aussi, Russell adopte-t-il en réalité comme origine des abscisses la valeur de $\sin^2\theta$ qui correspond à une perte de lumière égale aux 9 dixièmes de la perte maximum, comme point d'abscisse 1, celle qui correspond à une perte de 6 dixièmes. Ces points sont aisément déduits des observations.

Quand l'éclipse est partielle, le problème se complique, non seulement par suite du nombre des inconnues qui est porté à deux, mais surtout parce que la forme de la courbe de lumière tend rapidement vers une limite, lorsque k ou α_0 diminuent. Il faudrait connaître la courbe observée avec une précision croissante à mesure que l'un ou l'autre des paramètres diminue, tandis que le contraire a lieu nécessairement, la profondeur de l'éclipse allant en diminuant, sans que la précision absolue des mesures s'en trouve accrue.

Quoi qu'il en soit, voici comment procède Russell. Il remarque d'abord que, si l'on ne connaît qu'une seule des deux sortes d'éclipses possibles (les minima secondaires étant trop faibles pour être observables), la courbe de lumière supposée connue avec la précision habituelle ne donnera qu'une relation entre les deux paramètres. En effet, à l'approximation de ces mesures, on constate comme un fait d'expérience que les courbes de lumière théoriques, dessinées comme nous l'avons indiqué plus haut, entre les points 0,0 et 1,1, forment en réalité un réseau de courbes à un seul paramètre. Autrement dit, soit une courbe correspondant aux valeurs k et α_0 , il existe une infinité d'autres couples de valeurs de ces paramètres, qui donnent des courbes sensiblement identiques, et si voisines, que seules des observations d'une précision bien supérieure à celle qu'on sait obtenir permettraient de distinguer entre elles. Donc, en pratique, connaître une courbe de lumière pour une éclipse partielle, c'est connaître une relation entre k et α_0 . Il convient, pour rechercher l'expression numérique de cette relation, de définir, en dehors de k et de α_0 , un paramètre susceptible de caractériser la forme de la courbe. On en dessinera l'abaque en fonction des valeurs de k et α_0 . La courbe de lumière observée donnera la valeur expérimentale de ce paramètre, la courbe correspondante de l'abaque donnera la relation qu'il implique entre les paramètres k et α_0 .

Russell adopte comme paramètre de forme l'expression ⁽¹⁾

$$\chi_{1/4} = \sin^2 \theta_{1/4} / \sin^2 \theta_{1/2},$$

⁽¹⁾ Et d'autres expressions de la même forme, ou l'indice 1/4 est remplacé par d'autres valeurs, par exemple 3/4.

les deux valeurs de θ correspondant aux instants où la perte de lumière est respectivement égale au quart, puis à la moitié de la perte totale.

Lorsque l'on a observé le minimum principal, il est possible d'écrire une seconde relation entre k et α_0 , et, par conséquent, d'expliciter les valeurs numériques de ces paramètres. En effet, la perte de lumière observée au minimum principal a pour valeur :

$$l_1 = \alpha_0 \cdot L_2.$$

Au minimum secondaire, la fraction éclipsée du disque de la grande étoile (si c'est elle qui est alors occultée), est évidemment

$$k^2 \cdot \alpha_0,$$

et la perte de lumière correspondante,

$$l_2 = k^2 \cdot \alpha_0 \cdot L_1.$$

D'où l'on tire, puisque $L_1 + L_2 = 1$,

$$\alpha_0 = l_1 + l_2/k^2 \quad (2)$$

Cette relation suppose que les deux disques sont de brillance uniforme et indépendante de θ . Si l'une des étoiles éclaire la face de l'autre qui la regarde, ou si les deux s'éclairent mutuellement, comme on le constate parfois, il y a lieu de tenir compte de ce fait dans l'emploi que l'on fait de la seconde relation. Nous en verrons un exemple frappant avec Algol. Si cette difficulté n'est pas à craindre, la relation (2) constitue assurément ce que l'on a de mieux pour le calcul de α_0 et k . La première relation, fournie par la valeur de χ , n'est susceptible, ordinairement, que d'une définition numérique médiocre, parfois contradictoire avec les possibilités théoriques.

Lorsque l'on admet que les disques sont assombris vers le bord, le principe sur lequel la méthode est assise n'est pas modifié ; mais les courbes théoriques prennent de nouvelles formes, les tables numériques sont changées. Il y a lieu de modifier aussi la relation (2) ; Russell et Shapley la mettent sous la forme

$$\alpha_0 = l_1 + l_2/Q(k, \alpha_0),$$

où Q est une fonction tabulée. La relation ainsi modifiée joue encore le même rôle.

Mais, dans ce cas, les éclipses annulaires soulèvent une difficulté nouvelle :

entre les contacts intérieurs, il y a encore une variation de lumière (alors que les disques uniformes donnent une lumière invariable), de sorte qu'il devient difficile de distinguer ces éclipses des éclipses partielles. Mais Russell et Shapley fournissent des tables qui permettent de résoudre ce cas ; nous ne nous y arrêterons pas.

Lorsque les étoiles sont des ellipsoïdes allongés, semblables, et de révolution autour du rayon vecteur, on ramène le problème aux précédents par une transformation, qui, au fond, revient à ceci : diviser toutes les valeurs observées de la lumière, et les valeurs correspondantes de $\sin \theta$, par la quantité $(1 - z \cdot \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}$, dans laquelle z a pour valeur :

$$z = \varepsilon^2 \cdot \sin^2 i.$$

On désigne par ε l'ellipticité des composantes, et par i l'inclinaison du plan de l'orbite. Il est facile d'obtenir z à partir des observations faites en dehors des éclipses : on porte en abscisses $\cos^2 \theta$ et en ordonnées le carré de l'intensité lumineuse observée, rapportée à sa valeur maximum. Les points se placent sur une droite dont la pente donne z . On effectue alors la transformation indiquée plus haut, et l'on obtient une courbe de lumière rectifiée qui est du type observé, dans le cas des composantes sphériques. On détermine sur cette courbe k et α_0 , comme il a été indiqué.

Il arrive parfois que la courbe ainsi rectifiée ne soit pas exactement horizontale entre les éclipses. Il y a alors *effet de phase*, chacune des étoiles éclairant la face de l'autre qui la regarde. Russell donne de ce phénomène une analyse simplifiée : il admet que l'effet de phase varie comme :

$$R = 1 - \cos \theta.$$

Eddington (*Monthly Notices*, 86, 320) établit, sur diverses hypothèses qui reviennent, en fait, à poser *a priori* la loi de diffusion de Lambert, la formule bien connue :

$$R = \sin \theta - \theta \cos \theta,$$

et il fait remarquer qu'on peut la remplacer par le terme de Russell augmenté d'un terme en $\cos^2 \theta$, l'approximation ainsi obtenue suffisant largement. Il existerait alors deux termes en $\cos^2 \theta$, l'un relatif à l'ellipticité des composantes, l'autre à l'effet de phase, et ces termes seraient de signes contraires, de sorte que, comme l'avait déjà signalé Stebbins, l'effet de phase diminue en apparence l'ellipticité.

Mais quelle est en réalité la loi de diffusion ? Seule, l'observation peut en décider. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce sujet à propos d'Algol. Nous nous contenterons ici du terme de Russell, tout en signalant le degré d'indétermination du problème : en réalité, l'effet de phase que l'on observe est la différence des effets relatifs aux deux étoiles. Si c_1 et c_2 sont des coefficients convenables, la lumière de l'une des étoiles varie comme

$$L_1 - c_1 \cdot \cos \theta,$$

l'autre comme

$$L_2 + c_2 \cdot \cos \theta.$$

Soit, au total,

$$L_1 + L_2 + (c_2 - c_1) \cos \theta.$$

L'observation peut donner $c_2 - c_1$, mais non c_1 ni c_2 . Quant au moyen suggéré par Russell pour le déduire de leur différence, il semble assez peu légitime. Russell admet que les deux coefficients sont respectivement proportionnels à l_1 et l_2 . On ne voit pourquoi ni géométriquement, ni physiquement.

Il est donc bien difficile de tenir compte de l'effet de phase, qui, heureusement, est toujours petit. Le plus prudent, et aussi le plus simple, consiste à ajouter $(c_2 - c_1) \cos \theta$ à toutes les valeurs observées de la lumière. Le coefficient est donné par les observations faites en dehors des éclipses. On rend ainsi horizontale la partie de la courbe qui est comprise entre les minima.

Si l'on admettait la loi de Lambert, comme le fait Eddington, la correction serait encore plus difficile à faire, car on ne pourrait plus admettre une distribution uniforme de la brillance sur l'hémisphère éclairé.

Comme on le voit, le problème ne se résoud qu'au prix d'hypothèses accumulées. La solution est donc *a priori* indéterminée, puisqu'elle dépend des hypothèses faites. En général, la précision des observations utilisées ne suffit pas à discriminer les divers types de solution, et à décider, par exemple, si les disques sont uniformes ou non. On calcule habituellement une solution pour chaque cas, l'une désignée par la lettre U (disques uniformes), l'autre pour la lettre D (*darkened*, disques assombris au bord). Mais, en dehors de ces hypothèses explicitées, on en a semé bien d'autres de ci de là.

Il paraît donc vain de perfectionner le côté technique de la méthode de Russell, comme l'a proposé par exemple M. Fetlaar (*Recherches astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht*, vol. IX, part. 1). Il semble plus urgent d'étudier expérimentalement la nature physique des systèmes binaires, de façon à lever plus

sûrement les indéterminations qui se présentent à chaque carrefour devant le calculateur. Il faudrait connaître de façon positive comment se comporte l'effet de phase, et plus précisément, les lois suivant lesquelles rayonnent et diffusent les étoiles, particulièrement lorsqu'elles sont en voisinage immédiat, et qu'elles sont allongées. Dans l'état actuel des choses, les éléments tirés des courbes de lumière ont tout au plus la valeur d'un renseignement.

Comme nous l'avons dit plus haut, l'équation (2), applicable aux disques uniformes,

$$\alpha_0 = l_1 + l_2/k^2,$$

constitue ce que l'on peut tirer de plus sûr d'une courbe de lumière. Si l'on pouvait asseoir sur cette relation, et sur elle seule, la solution du problème, en ne faisant intervenir qu'indirectement et à titre de contrôle la forme de la courbe de lumière (c'est-à-dire, en fait, ses dérivées, quantités dont la définition expérimentale est toujours médiocre, comme on le sait), on gagnerait, semble-t-il, en sécurité. Il est un cas où la relation (2) se suffit à elle-même, c'est celui de deux composantes de couleur différente. On ne semble pas l'avoir remarqué, à ma connaissance, et le fait mérite pourtant d'être signalé. La relation peut s'écrire alors, avec les mêmes valeurs de k et α_0 , pour deux radiations distinctes. La perte de lumière sera plus grande pour l'une de ces radiations, au minimum principal, et pour l'autre au minimum secondaire. Soient dl_1 et $-dl_2$, les quantités dont varient d'une radiation à l'autre les deux quantités l_1 et l_2 , on a :

$$k^2 = dl_2/dl_1. \quad (3)$$

La formule applicable à la solution D est :

$$Q(k, \alpha_0) = dl_2/dl_1.$$

Ainsi, l'étude colorimétrique, ou mieux, spectrophotométrique d'une variable à éclipses, renseignerait mieux que son étude photométrique sur la valeur des éléments. Il y a lieu de faire quelques réserves : la discrimination des cas U et D reste à faire ; l'indétermination due à l'effet de phase ne serait pas entièrement levée, etc.. Mais la relation (3) a le grand avantage de donner directement l'un des paramètres, sans ambiguïté dans le cas U. En revanche, les quantités dl_1 et dl_2 sont petites, et leur connaissance ne peut résulter que de mesures précises.

On remarquera que cette méthode est indépendante de la forme, sphérique ou non, des composantes. Appliquons-la immédiatement au cas de β Lyrae.

La comparaison des mesures faites pour diverses longueurs d'onde nous a donné (p. 160) :

$$\frac{dl_2}{dl_1} = \frac{1}{5}.$$

On en tire aussitôt :

$$k = 0,45.$$

Pour calculer dans l'hypothèse U les autres éléments de β Lyrae, et en particulier α_0 , il est nécessaire de corriger les observations pour l'ellipticité, et, éven-

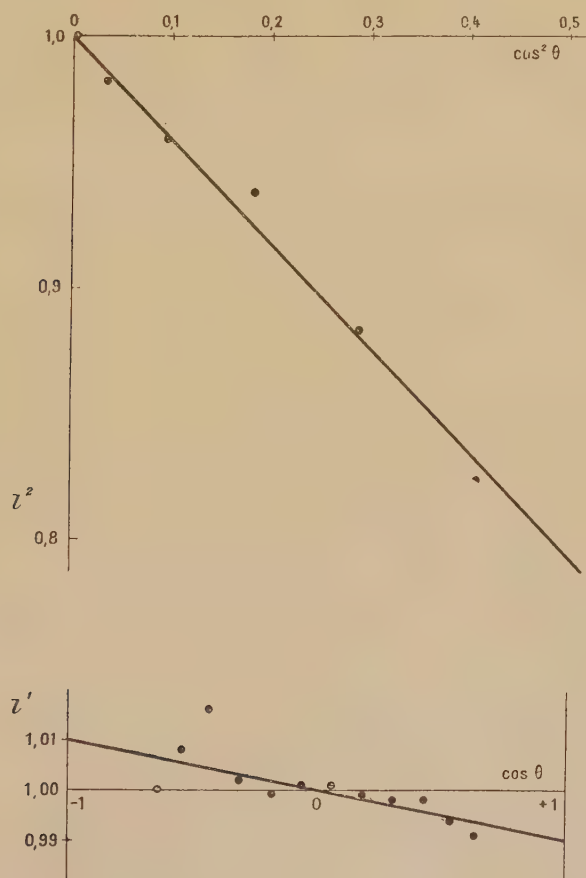


Fig. 38-39. — Détermination de l'ellipticité et de l'effet de phase.

tuellement, l'effet de phase. Pour cela, nous admettrons que la courbe de lumière est symétrique, et nous prendrons la valeur moyenne des ordonnées Δm pour des

phases égales et de signes contraires ; nous transformerons en nombres la perte de lumière à partir du maximum, pour chaque valeur de la phase, et nous aurons ainsi la courbe de lumière l du système en fonction de θ . L'ellipticité s'obtient graphiquement en portant en abscisses le carré de $\cos \theta$ et en ordonnées le carré de l . La pente de la droite qui représente alors les observations en dehors des éclipses est égale à z . On trouve ainsi (fig. 38) :

$$z = 0,415.$$

En divisant l par $\sqrt{1 - z \cos^2 \theta}$ on obtient les ordonnées l' de la courbe de lumière corrigées de l'ellipticité.

Quant à l'effet de phase, il apparaît en dehors des éclipses lorsque l'on porte en ordonnées les valeurs de l' en fonction de $\cos \theta$ (fig. 39). On voit que cet effet est petit, et son coefficient ne semble pas dépasser 0,010. Nous adoptons cette valeur et nous ajoutons à toutes les valeurs de l' la quantité $0,010 \cos \theta$. Nous

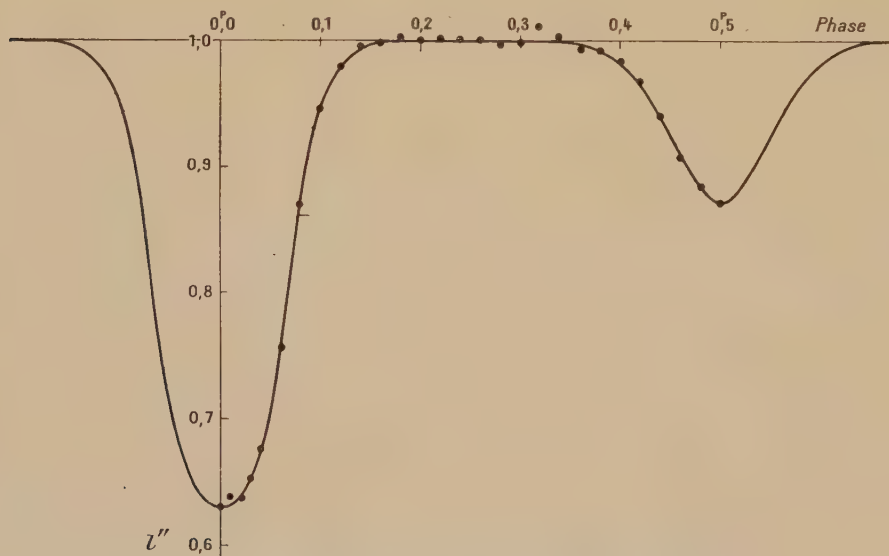


Fig. 40. — β Lyrae. Courbe de lumière rectifiée.

obtenons alors les nouvelles ordonnées l'' , définitives, et la courbe de lumière est ramenée (fig. 40) au type dit « Algol », improprement du reste.

Les pertes de lumière relatives aux deux éclipses sont respectivement, après rectification de la courbe :

$$l_1 = 0,36 \quad l_2 = 0,13$$

D'où :

$$\alpha_0 = l_1 + l_2/k^2 = 0,36 + 0,13/0,20 = 1,00$$

(Solution U).

CALCUL DES ÉLÉMENTS DE β LYRAE

Phase	l	l^2	$\cos^2 \theta$	$\sqrt{1 - z \cos^2 \theta}$	l'	l''	$\frac{\sin^2 \theta}{1 - z \cos^2 \theta}$	$l (0 - c)$	
								U	D
$\pm 0,00$	0,474		1,000	0,765		0,630	0,000	- 0,01	0,00
1	481		0,996	766		638	007	0,00	+ 0,01
2	481		984	769		636	027	0,00	0,00
3	498		965	775		654	058	+ 0,01	+ 0,01
4	522		938	782		678	102	+ 0,01	0,00
6	599		864	801		757	212	- 0,01	- 0,01
8	711		768	825		871	341	+ 0,01	0,00
10	802		654	854		947	475	+ 0,01	+ 0,01
2	859		531	883		980	602	- 0,01	0,00
4	904	0,817	406	912	0,991	997	714	0,00	0,00
6	934	872	287	939	994	999	810	0,00	0,00
8	960	922	181	962	998	1,002		0,00	
20	977	954	095	980	998	001		0,00	
2	991	982	035	992	999	001		0,00	
4	1,000	1,000	004	999	1,001	001		0,00	
6	1,000	1,000	004	999	001	001		0,00	
8	0,991	0,982	035	992	0,999	0,997		0,00	
30	982	964	095	980	1,002	999		0,00	
2	977	955	181	962	016	1,012		+ 0,01	
4	946	895	287	939	008	003	0,810	0,00	0,00
6	912	832	406	912	000	0,994	714	- 0,01	0,00
8	883		531	883		993	602	0,00	0,00
40	847		654	854		984	475	0,00	0,00
2	805		768	825		967	341	+ 0,01	0,00
4	759		864	801		939	212	+ 0,01	0,00
6	718		938	782		908	102	+ 0,01	0,00
8	686		984	769		882	027	0,00	0,00
50	673		1,000	765		870	000	- 0,01	0,00

Ainsi, l'éclipse serait totale. Bien entendu, cette expression ne doit pas être prise au pied de la lettre ; l'éclipse peut être totale, mais elle peut aussi être partielle, α_0 étant très voisin de un. On peut s'adresser à la courbe de lumière pour préciser ce point. Construisons-la en prenant pour coordonnées $\frac{\sin^2 \theta}{1 - z \cos^2 \theta}$ comme il a été dit plus haut, et l'' . La table II de Russell nous donne la courbe théorique. On trouve qu'elle représente bien le minimum principal (fig. 41), si l'on admet l'existence d'une courte phase totale. Voici les époques des contacts :

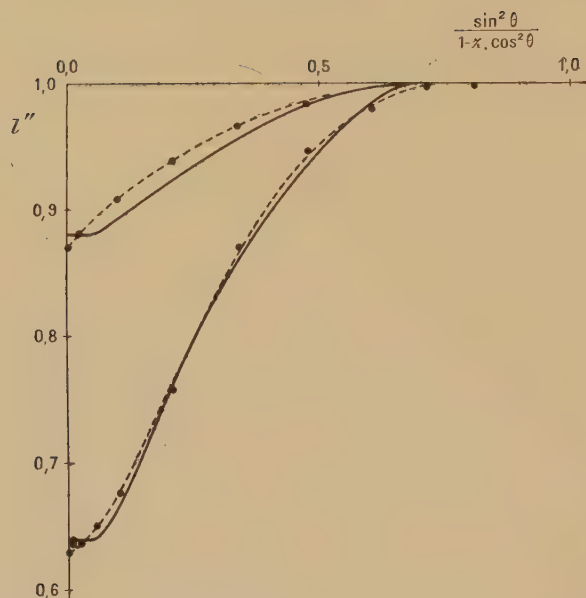


Fig. 41. — β Lyrae. Courbe théorique pour les deux minima. — En trait plein, solution U. En trait interrompu, solution D.

	$\frac{\sin^2 \theta}{1 - \kappa \cos^2 \theta}$	θ	Phase
Contact intérieur	0,05	10°	0,36
— extérieur	0,69	49	1,75

La phase relative au contact extérieur est en accord avec celle que Rossiter a déduite de l'examen des spectres : 1,6. Quant à l'existence d'une éclipse totale d'une durée de 0,7, elle n'est pas en contradiction avec les observations spectroscopiques ou photométriques. Elle explique notamment le méplat que l'on remarque au sommet de la courbe de lumière correspondant au minimum principal ; la pente de ce méplat, s'expliquant elle-même par l'existence d'un petit écart angulaire entre les axes des ellipsoïdes et le rayon vecteur, comme celui que suppose Miss Maury pour rendre compte de certaines particularités du spectre (voir p. 127), et qui peut être dû à l'excentricité de l'orbite.

Lorsque les disques des deux étoiles ont des brillances uniformes, les courbes relatives aux deux éclipses se déduisent l'une de l'autre en multipliant les ordonnées par un facteur égal au rapport de ces brillances. On peut, dans le cas présent, prendre pour ce facteur la valeur 0,33, et la courbe obtenue ainsi pour le

minimum secondaire représente les observations avec des écarts inférieurs ou au plus égaux à 0^m,01 (voir le tableau précédent, colonne *o — c*). On tire de ce facteur, au moyen de la relation

$$\alpha_0 = l_1 + l_2/k^2,$$

une nouvelle valeur de *k*, 0,43, en accord avec celle que nous avons adoptée. L'ensemble de nos constantes est donc cohérent.

Y a-t-il lieu de calculer une solution D ? On peut utiliser le critère suivant : lorsque les disques sont dégradés du centre vers les bords, les courbes relatives aux deux sortes d'éclipses n'ont plus la même forme : leurs ordonnées ne sont plus dans un rapport constant. Le critère est peu sensible, comme on peut s'en assurer en comparant les tables IIx et IIy de Russell et Shapley ; mais il n'y en a pas d'autre dans le cas présent. La solution U que nous venons de développer donne une représentation des courbes observées pour les deux minima, avec des écarts au plus égaux à 0^m,01, c'est-à-dire compatibles avec l'incertitude actuelle des observations. Mais il y a lieu de remarquer que ces écarts ont une allure systématique dans le cas du minimum secondaire, et qu'ils ont justement le sens que l'on peut prévoir lorsqu'on applique indûment une solution U à un système assombri. L'existence d'un assombrissement au bord d'étoiles de type B n'est guère conforme aux idées professées par la plupart des astronomes ; l'étude d'Algol qu'on lira dans le chapitre suivant prouve que le cas peut néanmoins se présenter dans la nature, car nous montrerons à quelles contradictions on est conduit si l'on admet que le disque d'Algol est uniformément lumineux. Il n'est donc pas absurde de calculer une solution D pour β Lyrae.

L'équation fondamentale s'écrit alors :

$$\alpha_0 = 0,36 + \frac{0,13}{Q(k, \alpha_0)}$$

où nous donnerons à *Q* la valeur primitivement attribuée à *k*², d'après les observations colorimétriques, soit 0,20. Nous en déduisons

$$k = 0,42 \qquad \alpha_0 = 1,0.$$

Les proportions du système sont à peine modifiées, et l'éclipse est encore totale. Mais, alors que nous avons dû attribuer à la totalité une durée petite, mais non négligeable, dans le cas U, nous pouvons, au contraire, représenter les observations dans la solution D en supposant la totalité instantanée. En portant à 0,37 la perte de lumière (réduite) au minimum principal, on représente d'une manière très satisfaisante les observations, comme le montre le tableau précé-

dent, colonne $o - c$ (D). Quant au minimum secondaire, il est représenté d'une manière beaucoup plus fidèle qu'il ne l'était dans l'hypothèse U. Les écarts tombent à zéro. La figure 41 donne les deux modes de représentation U et D, et l'on peut y vérifier ce qu'il vient d'être dit.

En résumé, il est possible de résoudre le problème dans les deux cas U et D, la représentation des observations étant plus fidèle dans la seconde hypothèse. Le calcul des autres éléments ne présente aucune difficulté. Donnons l'indice 1 aux éléments relatifs à la plus grosse étoile, l'indice 2 à ceux de la plus petite, appelons a et b les deux demi-axes de l'ellipse équatoriale, J la brillance nous avons :

ÉLÉMENTS PHOTOMÉTRIQUES DE β LYRAE

Solution U.		Solution D.	
	$i = 80^{\circ}$		$i = 74^{\circ}$
	$\varepsilon = 0,66$		$\varepsilon = 0,67$
B3e	$\left\{ \begin{array}{l} L_1 = 0,64 \\ a_1 = 0,58 \\ b_1 = 0,44 \end{array} \right.$		$\left\{ \begin{array}{l} L_1 = 0,63 \\ a_1 = 0,62 \\ b_1 = 0,46 \end{array} \right.$
cB9	$\left\{ \begin{array}{l} L_2 = 0,36 \\ a_2 = 0,26 \\ b_2 = 0,20 \end{array} \right.$		$\left\{ \begin{array}{l} L_2 = 0,37 \\ a_2 = 0,26 \\ b_2 = 0,19 \end{array} \right.$
	demi-durée de l'éclipse = 11,75 — de la totalité, = 0,36		demi-durée de l'éclipse = 11,87 — de la totalité = 0,00
	$J_1/J_2 = 0,36.$		$J_1/J_2 = 0,30.$

La grande étoile a été donnée tantôt comme la plus lumineuse (von Hepperger), tantôt comme la plus faible (Shapley) ⁽¹⁾. Les mesures photoélectriques de Guthnick et Prager, ainsi que nos mesures photométriques conduisent à la première de ces alternatives. L'étoile B9 qui disparaît au minimum principal a le plus faible volume, la plus faible masse, et la brillance la plus élevée. Son orbite spectroscopique a été déterminée au moyen des raies d'absorption de son spectre. L'orbite de l'étoile B3 a été déduite du déplacement de ses raies brillantes (hydrogène). Il existe, outre ces deux spectres, des raies d'absorption stationnaires (voir par exemple, Curtiss, *Publ. of Allegheny, Obs.*, 2, 96, 1912).

Voici les éléments spectroscopiques :

$$\begin{aligned} a \cdot \sin i &= 46\,000\,000 \text{ km.} \\ m_1 \cdot \sin^3 i &= 16,64 \odot \\ m_2 \cdot \sin^3 i &= 6,77 \odot \end{aligned}$$

⁽¹⁾ Divers auteurs désignent dans leurs mémoires les deux composantes de β Lyrae par l'indication de leur grosseur relative sans indiquer à quels éléments ils se réfèrent. Il en résulte une équivoque, facile à éviter en nommant les étoiles par leur spectre.

De ces données, et des éléments photométriques, on tire immédiatement le tableau suivant :

MASSES, DENSITÉS ET DIMENSIONS LINÉAIRES DU SYSTÈME DE β LYRAE

	<i>Solution U.</i>	<i>Solution D.</i>
	$a = 46\,700\,000\text{ km.} = 0,32\text{ U. A.}$	$a = 47\,900\,000\text{ km.}$
	$m_1 = 17,4 \odot$	$m_1 = 18,7 \odot$
B3e	$a_1 = 27\,100\,000\text{ km.} = 39 \odot$	$a_1 = 29\,700\,000\text{ km.} = 43 \odot$
	$b_1 = 20\,700\,000\text{ km.} = 30 \odot$	$b_1 = 22\,000\,000\text{ km.} = 32 \odot$
	$d_1 = 0,0005 \odot = 0,0007\text{ eau}$	$d_1 = 0,0004 \odot = 0,0006\text{ eau}$
	$m_2 = 7,1 \odot$	$m_2 = 7,6$
cB9	$a_2 = 12\,200\,000\text{ km.} = 18 \odot$	$a_2 = 12\,400\,000\text{ km.} = 18 \odot$
	$b_2 = 9\,300\,000\text{ km.} = 13 \odot$	$b_2 = 9\,100\,000\text{ km.} = 13 \odot$
	$d_2 = 0,0023 \odot = 0,0032\text{ eau}$	$d_2 = 0,0025 \odot = 0,0035\text{ eau}$

L'examen de ces éléments fait apparaître le caractère anormal de l'une au moins des deux étoiles. En utilisant les masses trouvées, et les températures que l'on attribue ordinairement aux étoiles de type B3 et B9, on obtient les magnitudes absolues suivantes (Eddington, *Monthly Notices*, 84, 310) :

$$\text{B3} : -4^{\text{m}},7,$$

$$\text{B9} : -2^{\text{m}},8.$$

La table des brillances de Seares (*Astrophys. J.*, 55, 198, 1922), donnerait des valeurs voisines ($-5^{\text{m}},1$ et $-3^{\text{m}},1$). En réalité, la différence entre les magnitudes absolues est bien plus petite, puisque les magnitudes apparentes sont res-

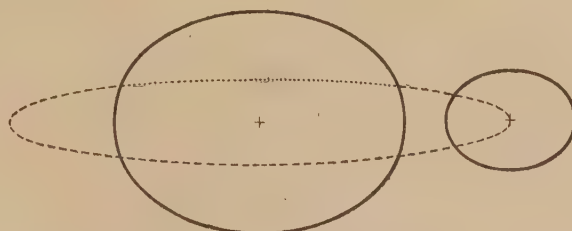


Fig. 42. — Le système de β Lyrae.

pectivement $+4^{\text{m}},1$ et $+4^{\text{m}},7$. *A priori*, on est en droit de soupçonner l'étoile à raies brillantes (B3e) de présenter un caractère anormal. Les recherches spectroscopiques ont montré, en effet, que les étoiles Be possèdent une température effective très basse (P Cygni, γ Cassiopeiae) correspondant à une classe spectrale nettement plus avancée, A ou F. Du reste, j'ai constaté que l'étoile B9 était plus bleue que l'étoile B3 (voir p. 130), et qu'elle avait la plus forte bril-

lance ($J_{B9}/J_{B3} = 3$, alors que la table de Seares donnerait seulement 0,75). Il est donc naturel de rejeter la valeur de la magnitude absolue, — 4^m,7, tirée de la table d'Eddington au moyen d'une correction de température évidemment fausse. Si nous substituons, à cette valeur tabulaire, la magnitude absolue moyenne ⁽¹⁾ calculée récemment par Gerasimovitch (*Harvard Bulletin*, 849, 1927) pour les étoiles de type B3e, et qu'il a trouvée égale à — 3^m,6, l'accord avec la magnitude absolue tabulaire de l'étoile B9 devient excellent. On en déduit pour la parallaxe annuelle de β Lyrae :

$$\varpi = 0'',003.$$

Les éléments U et D sont assez peu différents, et ils représentent assez exactement les observations, pour qu'il soit impossible de les discriminer sans le secours d'un phénomène différent de ceux qui nous ont servi à les établir. L'effet de rotation découvert par Rossiter en 1924 (*Astrophys. J.*, 60, 15, 1924) peut servir de critère. Le déplacement Doppler-Fizeau élargit symétriquement les raies spectrales émises par un astre en mouvement de rotation, tant que le disque entier de cet astre s'offre à l'observateur. Pendant le cours d'une éclipse partielle, l'élargissement est dissymétrique, tant que le centre du corps opaque ne se projette pas sur l'axe de rotation du corps éclairant. On constate alors une vitesse radiale résiduelle, égale à la différence entre la vitesse observée et la vitesse calculée au moyen des éléments de l'orbite spectroscopique.

On calcule aisément l'effet de rotation, dans le cas U, connaissant le rayon moyen de l'ellipse équatoriale, et la période de rotation, qui est vraisemblablement égale à la période de révolution, puisqu'il s'agit de corps allongés. Soit V la vitesse équatoriale, x la distance apparente du centre de gravité de la partie visible du disque à l'axe de rotation, exprimée en fonction du rayon, la vitesse résiduelle est égale à :

$$v = V \cdot x \cdot \sin i.$$

Dans l'hypothèse D, il y a lieu de prendre le centre de gravité en attribuant à chaque point du disque un poids égal à la brillance en ce point. L'intégrale de surface de cette quantité peut s'obtenir mécaniquement au moyen d'une transformation ponctuelle facilement calculable. A la précision requise, des constructions graphiques suffisent amplement.

⁽¹⁾ D'après TRUMPLER (*Publ. of Astr. Soc. Pacific*, 38, 350), la dispersion des magnitudes absolues des étoiles Be serait faible, ce qui légitimerait ici l'emploi de la valeur moyenne.

La figure 43 reproduit les résidus de Rossiter, et les courbes calculées pour les deux solutions U et D ci-dessus. La courbe relative à la solution U représente à la rigueur les vitesses résiduelles pour le début et la fin de l'éclipse ; mais elle s'écarte rapidement des observations. La courbe D est plus satisfaisante dans l'ensemble. Peut-on en conclure que la solution D soit plus voisine de la vérité ? Il faudrait pour le faire en toute certitude, connaître le degré de précision des

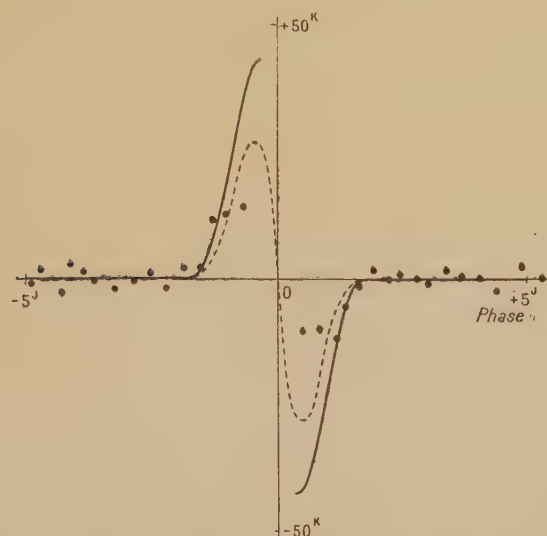


Fig. 43. — L'effet de rotation. Observations (ROSSITER) et courbes théoriques. — En trait plein, solution U. En trait interrompu, solution D.

mesures de M. Rossiter. Ce dernier n'a pas cru devoir utiliser les vitesses résiduelles obtenues entre les phases $12^h,42$ et $0^h,42$, parce que, dit-il, « *the lines of both components are blended, and the resulting radial velocities are unreliable* ». Du reste, l'affaiblissement des raies brillantes doit être considérable vers le milieu de l'éclipse, puisque la courbe photométrique semble indiquer que l'éclipse est totale, ou du moins très près de l'être (car, encore une fois, les éléments photométriques sont toujours connus avec une large indétermination). Que valent les vitesses résiduelles obtenues pour des phases voisines des limites $12^h,42$ et $0^h,42$, seul M. Rossiter pourrait le dire. Il n'est pas possible de se prononcer sans avoir étudié soi-même les spectrogrammes. Je me bornerai donc à remarquer que la solution D approche de plus près les observations photométriques et spectroscopiques, que ne le fait la solution U, et cela constitue une présomption en sa faveur. Les étoiles géantes de type B se comporteraient ainsi comme les géantes de type avancé ; l'étude d'Algol nous conduira à la même conclusion.

CHAPITRE XIII.

ÉTUDE D'ALGOL AU PHOTOMÈTRE A ŒIL-DE-CHAT

L'étoile β Persei est un système triple spectroscopique, dont un seul corps est lumineux par lui-même. Cet astre forme, avec l'un des deux autres, un couple serré à éclipses. Sa période est de $2^{\text{d}},8673$, et l'on a, pour l'astre brillant :

$$a \cdot \sin i = 1\,736\,000 \text{ km.}$$

Le centre de gravité de ce système est lui-même en mouvement orbital (Mac Laughlin, *Astrophys. J.*, 60, 22, 1924) avec une période de $1^{\text{an}},885$ et :

$$a \cdot \sin i = 93\,000\,000 \text{ km.}$$

L'existence du troisième corps a été vérifiée par Harold Alden, sur des clichés destinés à des mesures de parallaxe. Alden a reconnu qu'Algol se déplaçait sur une ellipse apparente avec la période de $1^{\text{an}},885$, et il a fourni les éléments suivants (*Popular Astr.*, 33, 163, 1925) :

$$a = 0'',0518 \qquad i = 57^{\circ},9,$$

qui, combinés avec les éléments spectroscopiques, fournissent une valeur de la parallaxe annuelle voisine de $0'',07$.

Le mouvement orbital du centre de gravité du système à éclipses entraîne l'existence d'inégalités périodiques dans l'époque des minima de lumière. Les perturbations dues au troisième corps en produisent pour diverses raisons (précession, nutation, rotation de la ligne des apsides, etc.). Il convient d'y ajouter l'équation de la lumière dans l'orbite à longue période. On peut calculer *a priori* cette dernière inégalité au moyen des éléments spectroscopiques seuls. Il y a lieu de tenir

compte de l'excentricité, qui est assez forte (0,13). Quant aux inégalités dues aux perturbations, elles ne peuvent être déduites que de l'observation, et il est à prévoir que l'on en découvrira un nombre de plus en plus élevé à mesure que les déterminations photométriques gagneront en précision. Les éléments calculés par Hellerich, d'après plus d'un siècle d'observations visuelles, comportent deux termes périodiques (*Astron. Nach.*, 5007) ayant respectivement comme périodes 158 ans et 32 ans, et comme demi-amplitudes 0^j,1266 et 0^j,0119. L'équation de la lumière, qui a comme demi-amplitude moyenne 0^j,0036, a naturellement échappé ; mais Stebbins a cru en reconnaître l'existence dans ses propres mesures photoélectriques. Il est vrai qu'il ne l'a pas séparée du terme à courte période qui sera mis en évidence plus loin.

L'éphéméride de Hellerich ne peut pas servir à la discussion précise d'observations modernes ; le terme à longue période et à grand coefficient vient en effet de passer par un maximum, de sorte que toute erreur sur sa période, sa phase ou son amplitude met gravement en défaut les époques calculées. Effectivement, l'écart $o - c$ qui atteignait $- 0^j,008$ en 1920 (Stebbins) s'élève actuellement à $- 0^j,019$ (fin 1927). Il est donc indispensable d'établir, préalablement à toute discussion, une formule valable pour la période des observations.

Les mesures photométriques décrites ici ont été commencées en septembre 1927, et elles sont au nombre de 152. Le photomètre à œil-de-chat était utilisé avec la combinaison de deux réflexions totales. On observait Algol par réflexion double, et on le comparait à l'image directe de l'étoile BD + 40°,663 (mag. 7^m,3 ; $\Delta\alpha \cdot \cos \delta = - 32'$, $\Delta\delta = + 9'$). Cette étoile a été choisie parce que sa magnitude convenait particulièrement bien à l'emploi du photomètre à œil-de-chat, et que son type spectral se rapprochait beaucoup de celui de la variable.

En effet, le *Draper Catalogue*, — qui lui assigne la magnitude 7^m,18 — le place dans la classe Ao, alors que β Persei est donnée comme de type B8. L'identité de coloration a permis de ne pas employer un écran coloré, et d'éviter ainsi une perte de lumière qui eût été fâcheuse, en raison de la faible ouverture du photomètre. Quant à la correction d'absorption, elle a été négligée dans tous les cas.

Le journal des observations donne la date astronomique et la fraction de jour en temps héliocentrique, le jour julien astronomique, la phase rapportée à une éphéméride qui sera précisée plus loin, et exprimée soit en jours, soit en fraction de la période, et la différence de magnitude observée Δm . Comme il a été dit plus haut (chapitre VIII), cette différence est nulle par définition lorsque la diagonale de l'œil-de-chat est de un centimètre. Pour passer de la différence ainsi mesurée à la différence réelle, il convient d'ajouter 4^m,83 à la première ; et, si l'on

veut connaître la magnitude d'Algol, on devra retrancher la nouvelle différence de la magnitude de l'étoile de comparaison, $7^m,18$ d'après Harvard. En définitive, il suffira de retrancher les Δm du tableau, de la constante $2^m,35$.

Le temps n'a pas favorisé les observations qui présentent de longues lacunes, bien qu'aucune occasion n'ait été négligée. Il n'a été possible d'observer que 5 minima, encore pour deux d'entre eux pendant la phase décroissante seulement. Les 152 mesures effectuées, de 100 pointés chacune, représentent néanmoins plus de 50 heures d'observation, réparties à peu près uniformément dans

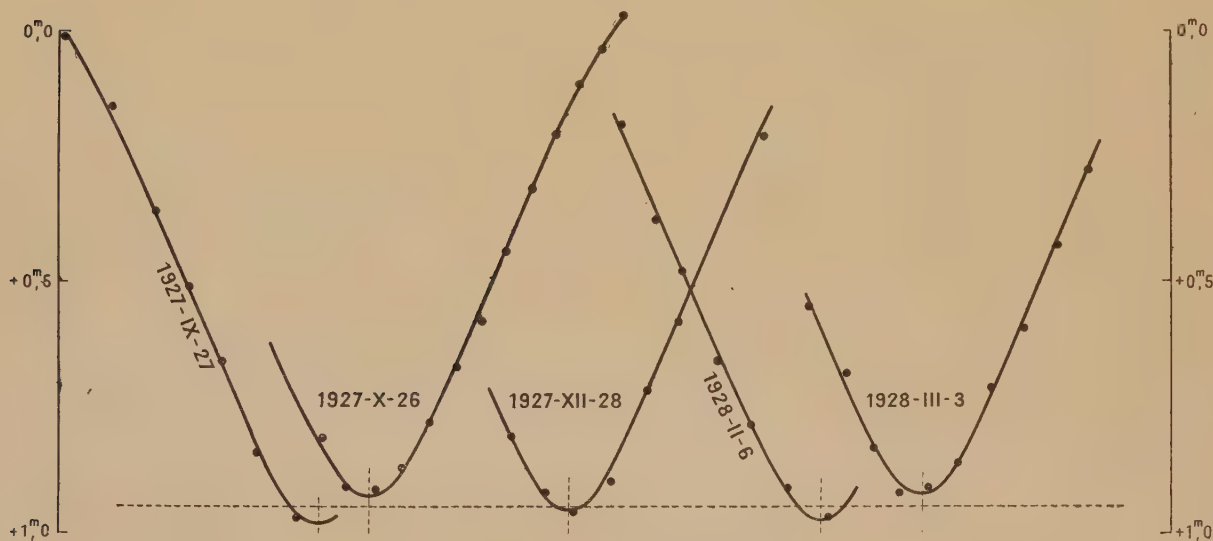


Fig. 44. — Variabilité du minimum d'Algol.

la période complète de $2^d,8673$. Pour les réduire, j'ai commencé par discuter les minima principaux, et cette étude préliminaire a fait apparaître un phénomène nouveau.

Construisons en effet les courbes de lumière relatives à chacun de ces minima. L'ensemble des observations nous montrera ultérieurement que la précision d'une mesure est d'environ $0^m,01$. Il est donc possible de déterminer la magnitude du minimum avec une précision au moins égale à celle d'une observation isolée. On y parvient graphiquement en appliquant sur les points observés une courbe sur transparent établie de façon qu'elle passe au mieux entre les points. On constate immédiatement que le maximum de l'éclipse est variable, la variation constatée atteignant au moins $0^m,05$ — ce qui n'est peut-être pas son maximum d'amplitude. L'effet est donc bien supérieur aux erreurs d'observation. La

figure 44 a été établie en donnant aux 5 courbes le même tracé, décalé en hauteur sans déformation. Le tableau suivant donne le numéro n de la période, la valeur de Δm pour le maximum de l'éclipse, la date julienne héliocentrique du minimum observé, la même date calculée au moyen de l'éphéméride de Hellerich corrigée de l'équation de lumière dans l'orbite de $1^{\text{an}},885$, et les valeurs de $o - c$.

MINIMA D'ALGOL

n	Date astr.	Δm	obs.	cal.	$o - c$	R
16271	1927 Septembre 27	$0^{\text{m}},98$	1501,632	6491	— 01,0171	— 01,0004
281	Octobre 26	93	180,3035	3220	185	— 12
303	Décembre 28	955	243,3850	4027	177	+ 11
317	1928 Février 6	975	283,524	5446	206	— 9
326	Mars 3	92	309,3285	3498	213	— 10

Pour annuler la marche des résidus $o - c$, il faut réduire la période de Hellerich de 01,000067 ; on a alors :

$$P = 21,867272.$$

Si l'on corrige en outre l'éphéméride de — 01,0186 pour $n = 16300$, on obtient les résidus R de la dernière colonne.

Ceux des 26 octobre, 28 décembre et 3 mars sont connus avec une précision que l'on peut évaluer à 01,0005. L'incertitude est naturellement plus grande pour les résidus qui ont été déduits seulement de la branche descendante de la courbe de lumière. Il importe de faire remarquer que, malgré ces réserves, il paraît impossible de réduire l'écart que présente le résidu du 28 décembre par rapport aux autres.

OBSERVATIONS D'ALGOL

Temps astronomique héliocentrique de Greenwich		Jour Julien	Phase		Δm
1927 Septembre	151,3653	2,425,139	21,0686	07,7215	+ 07,165
	21,4931	143	2,4627	8589	+ 0,13
	27,4882	151	2,7234	9498	— 0,01
	5146		7498	9590	15
	5396		7748	9678	36
	5590		7942	9745	51
	5771		8123	9808	66
	5972		8324	9878	84
	6181		8533	9951	97

Temps astronomique héliocentrique de Greenwich		Jour Julien	Phase		Δm
1927 Octobre	8,4097	2,425,162	2,1765	0,7591	+ 0,155
	4319		1987	7668	155
	4889		2557	7867	155
	10,3583	164	1,2580	4387	+ 0,15
	3965		2962	4521	125
	4438		3435	4686	10
	4882		3879	4840	10
	5313		4310	4991	095
	5694		4691	5124	105
	15,3958	169	0,5611	1957	+ 0,145
	4882		6535	2279	165
	5813		7466	2604	175
	6681		8334	2907	15
	16,2810	170	1,4463	5044	+ 0,10
	3743		5396	5370	125
	4389		6042	5595	165
	5382		7035	5941	155
	6313		7966	6266	165
	21,4403	175	0,8710	3038	+ 0,165
	24,4208	178	0,9843	3433	+ 0,16
	4972		1,0607	3699	17
	26,2764	180	2,8399	9950	- 0,81
	2910		8545	9955	91
	3069		0,0032	0011	915
	3229		0192	0067	87
	3389		0352	0123	78
	3542		0505	0176	67
	3688		0651	0227	58
	3833		0796	0278	44
	3979		0942	0328	315
	4111		1074	0375	205
	4243		1206	0421	105
	4375		1338	0467	035
	4500		1463	0510	+ 0,02
	4681		1644	0573	08
	4868		1831	0639	115
	5076		2039	0711	11
	5319		2282	0796	115
	6250		3213	1121	13
	6868		3831	1336	135
	27,2465	181	0,9428	3288	+ 0,16
	5549		1,2512	4364	16
	5757		2720	4436	135
	5958		2921	4506	115
	6299		3262	4625	12
	6493		3456	4693	11
	6694		3657	4763	105
	28,2632	182	1,9595	6834	+ 0,16
	3771		2,0734	7231	165

Temps astronomique héliocentrique de Greenwich		Jour Julien	Phase		Δm
1927 Octobre	28,4188 4771 6090	2,425,182	2,1151 1734 3053	0,7377 7580 8040	+ 0,155 15 15
	29,3174 3306 3438 3604 3799 4354 4528 5111	183	0,1463 1595 1727 1893 2088 2643 2817 3400	0510 0556 0602 0660 0728 0922 0982 1186	- 0,005 + 0,04 065 09 12 135 135 15
Novembre	1,3979 4236 4417 4646 4923	186	0,3595 3852 4033 4262 4540	1254 1343 1407 1486 1583	+ 0,135 15 155 155 16
	3,4769 5854 6090 6444 6583 6805	188	2,4385 5470 5706 6060 6199 6421	8505 8883 8965 9089 9137 9215	+ 0,14 125 115 12 105 105
	5,4646 4833 5014	190	1,5588 5775 5956	5437 5502 5565	+ 0,12 125 135
	12,2785 3396	197	2,6378 6989	9200 9413	+ 0,10 06
	17,3792	202	2,0038	6989	+ 0,16
Décembre	19,2792	234	2,3630	8241	+ 0,14
	28,3521 3715 3875 4090 4292 4472 4965	243	2,8343 8537 0,0024 0239 0441 0621 1114	9885 9953 0008 0083 0154 0217 0389	- 0,81 92 96 90 715 58 21
	29,4243 5201	244	1,0392 1350	3624 3958	+ 0,145 175
1928 Janvier	21,2472 3076 3764 4424 4875 5104 5264	267	0,9257 9861 1,0549 1209 1660 1889 2049	3229 3439 3679 3909 4067 4146 4202	+ 0,16 175 17 16 16 155 15
	29,4243	275	0,5018	1750	+ 0,145

Temps astronomique héliocentrique de Greenwich		Jour Julien	Phase		Δm
1928 Janvier.....	31,2583 4924	2,425,277	2,3358 5699	0,8146 8963	+ 0,16 13
Fevrier	2,2542 2750 2924 3243 3403 3903 4063 4354 4660	279	1,4646 4854 5028 5347 5507 6007 6167 6458 6764	5108 5181 5241 5352 5408 5583 5638 5740 5847	+ 0,11 10 11 11 11 135 15 16 15
	4,4604	281	0,8037	2803	+ 0,145
	6,2563 3146 3285 3632 3771 3910 4104 4299 4458 4653 4840 5056 5278	283	2,5996 6579 6718 7065 7204 7343 7537 7732 7891 8086 8273 8489 0,0038	9066 9270 9318 9439 9488 9536 9604 9672 9727 9795 9861 9936 0013	+ 0,125 10 07 06 005 - 0,03 185 375 48 66 785 91 97
	21,2896	298	0,4300	1500	+ 0,145
	22,4132 4451	299	1,5536 5855	5418 5530	+ 0,135 155
	24,3896 4299	301	0,6628 7031	2312 2452	+ 0,16 16
	25,3785 4354	302	1,6517 7086	5761 5959	+ 0,16 16
	26,3618 3889 4188 4368 4521 4681	303	2,6350 6621 6920 7100 7253 7413	9190 9284 9389 9452 9505 9561	+ 0,125 10 065 01 - 0,025 10
Mars	3,2646 2854 3007 3160 3319 3500 3688 3875 4069 4257	309	2,8034 8242 8395 8548 0,0033 0214 0402 0589 0783 0971	9777 9850 9903 9957 0012 0075 0140 0205 0273 0339	- 0,55 68 83 92 91 86 71 595 43 28

La variation du maximum des éclipses s'explique évidemment par une variation de l'inclinaison de l'orbite sur le rayon visuel. Il faut rattacher ce phénomène à l'existence du troisième astre ; nous avons affaire, de toute évidence, à une précession ou à une nutation de l'orbite du couple serré. *A priori*, ce mouvement de précession doit entraîner une faible inégalité périodique des époques de minima, inégalité qui, en première approximation, doit présenter une variation sinusoïdale en quadrature de phase avec celle de l'inclinaison. Il est donc

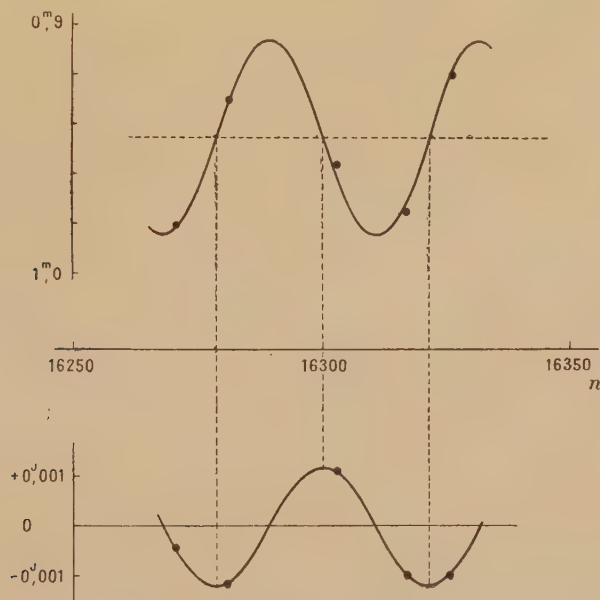


Fig.45. — Minimum d'Algol. En haut, inégalité de la magnitude. En bas, inégalité de l'époque.

indiqué de rechercher si les magnitudes maxima, et les résidus R , peuvent être représentés ainsi. La figure 45 montre qu'on y parvient avec une précision remarquable. Évidemment, le petit nombre des observations y est pour quelque chose ; cette étude devra être poursuivie et l'on ne pourra pas conclure avant d'avoir décuplé le nombre des minima observés. Mais il est clair que la période de l'inégalité doit être voisine de 117 jours ; la courbe des magnitudes, de beaucoup la plus sûre, ne permet pas d'admettre une valeur notablement plus élevée. L'amplitude totale de la variation est d'environ $0^m,07$. Quant à l'inégalité des époques, elle paraît avoir une amplitude totale de $0,0025$, ce qui est parfaitement accessible à l'observation. En observant Algol pendant quelques hivers, sous un beau ciel, avec un photomètre précis, on lèverait définitivement toute incertitude sur ce point. Le ciel de Strasbourg ne permettra jamais, malheureuse-

ment, que des observations discontinues comme celles que j'y ai déjà rassemblées.

L'éphéméride de réduction a été obtenue en corrigeant celle de Hellerich, comme il a été dit, et en tenant compte de l'inégalité périodique de précession, telle qu'elle résulte provisoirement de la figure 45. Les phases du journal d'observation ont été exprimées de deux manières, en jours, et, ce qui facilite beaucoup la discussion, en fractions de la période. Dans la suite, c'est ce dernier mode d'évaluation qui sera seul utilisé.

Les figures 46, 47 et 49 donnent la courbe de lumière avec des échelles diver-

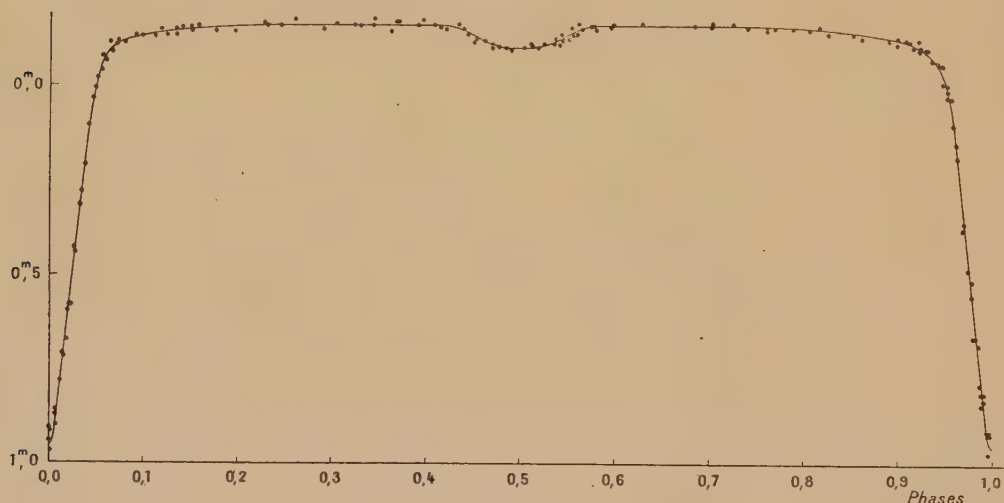


Fig. 46. — Courbe de lumière d'Algol.

ses. La première embrasse l'ensemble de la variation. On y reconnaît aisément les particularités découvertes par Stebbins avec un photomètre à sélénium, et qui sont pour la première fois contrôlées visuellement dans tous leurs détails : variation continue entre les minima, existence d'un minimum secondaire peu prononcé.

Pour la détermination des éléments, il y a lieu d'étudier la courbe de lumière entre les minima, afin de rechercher l'existence d'une ellipticité, et d'un effet de phase. La courbe de la figure 47 a été établie pour cette étude spéciale. L'échelle des magnitudes est considérable ; de plus, on a replié la courbe sur elle-même, pour réunir les phases symétriques par rapport au minimum, comme le montre la double échelle des phases. Ainsi tracée, la courbe de lumière ressemble curieusement à celle du type β Lyrae ; nous allons d'abord l'analyser, pour la ramener au type *Algol*...

COURBE DE LUMIÈRE D'ALGOL

Phase	Δm obs.	Δm rect.	$1-l$ rect.	$\frac{\sin^2 \theta}{1-z \cos^2 \theta}$
0,00	+ 0,945	+ 1,049	0,619	0,000
1	825	0,930	575	004
2	61	716	483	017
3	37	477	356	038
4	16	269	218	067
5	01	121	105	103
6	- 0,075	038	034	146
7		005	004	194
8		001	001	247
9		000		
10		000		
2		- 0,002		
4		002		
6		000		
8		000		
20		000		
2		+ 0,001		
4		000		
6		000		
8		000		
30		000		
2		000		
4		000		
6		- 0,001		
8		001		
40		000		
2		000	0,000	0,247
4		+ 0,007	006	146
6		036	033	067
8		055	050	017
50		062	056	000

Pour diverses valeurs de phase, les ordonnées de la courbe de lumière sont fournies par le tableau ci-joint. On constate que l'écart moyen des points, par rapport à la courbe moyenne, est seulement de 0^m,006. On peut donc admettre que cette courbe est déterminée à quelques millièmes près. La recherche de l'ellipticité peut être faite directement sur les magnitudes, en raison de sa petitesse. En portant en abscisses les valeurs de $\cos^2 \theta$ et en ordonnées celles de Δm , on obtient une droite dont la pente, exprimée en magnitudes, et transformée en nombres, donne la quantité $\frac{1}{2}z$. Mais ici, des précautions spéciales sont indispensables, car l'effet de phase peut masquer en grande partie l'ellipticité; la discussion doit donc porter à la fois sur les deux phénomènes.

On trouve sans peine que la courbe comprise entre les minima comporte un terme en

$$0,032 \cos^2 \theta.$$

Si l'on corrige les ordonnées de cette quantité, on ne la transforme pas en une

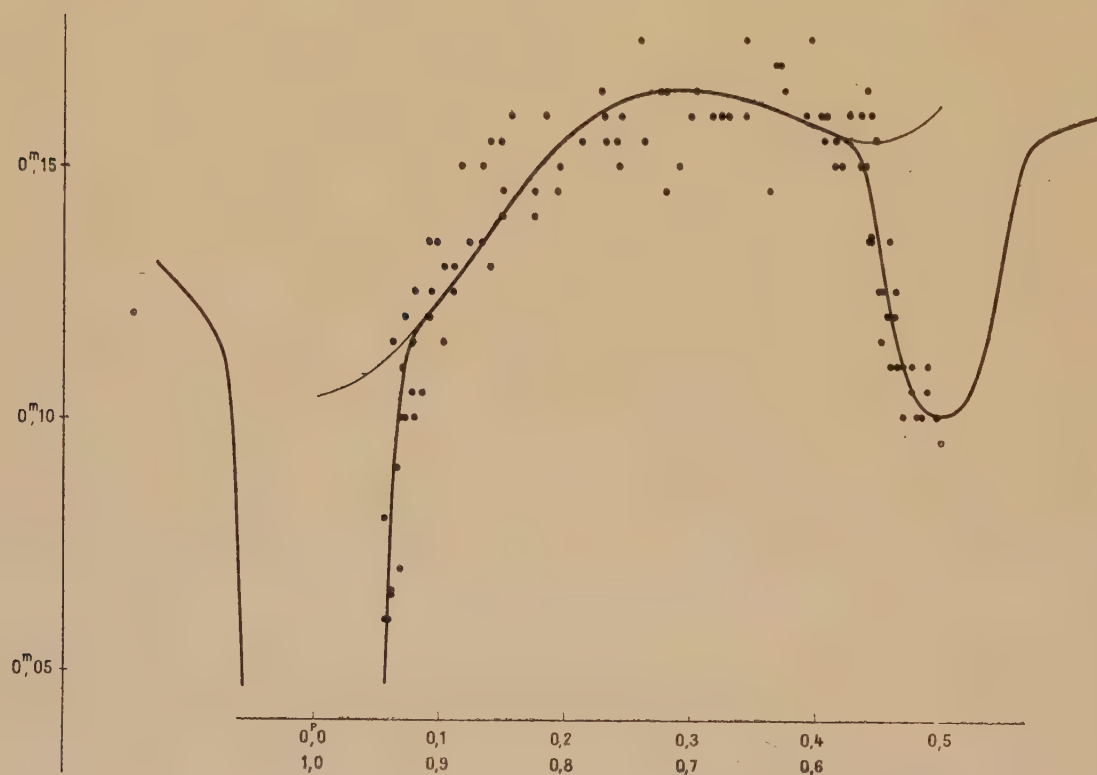


Fig. 47. — Courbe de lumière d'Algol (repliée) montrant la variation entre les minima.

sinusoïde de période P , comme le veulent les théories de l'effet de phase, de Russell et d'Eddington, mais en une droite. Il n'y a pas de terme en $\cos \theta$. On représente d'une manière satisfaisante la courbe de lumière par l'équation que voici, valable en dehors des minima :

$$0^m,104 + 0^m,032 \sin^2 \theta + 0^m,061 \frac{\theta}{\pi} \quad (1).$$

Comment faire la part de l'ellipticité, et celle de l'effet de phase ? Il est clair

que la diffusion de la lumière par l'étoile obscure n'a pas lieu suivant la loi de Lambert, qui se ramène en première approximation à une somme de termes en $\cos \theta$ et $\cos^2 \theta$. On peut alors songer aux lois observées pour les planètes de notre système, et en particulier à la loi de magnitude obtenue par Muller pour Vénus. Si l'on calcule en nombres la variation de l'intensité lumineuse de Vénus en fonction de l'angle de phase, on trouve qu'elle peut se représenter par une loi de la forme (1), sauf au voisinage immédiat de la phase pleine. Il est alors indiqué de chercher une représentation de la courbe d'Algol faisant intervenir un terme

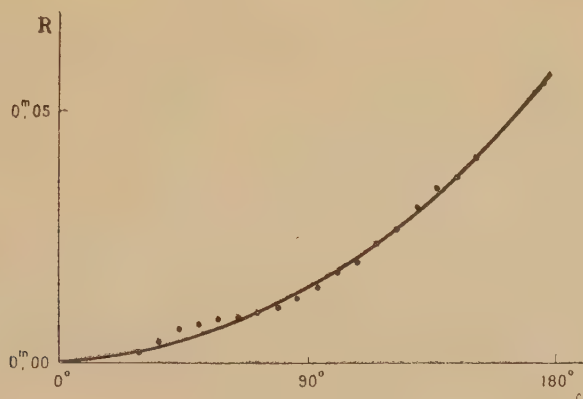


Fig. 48. — L'effet de phase. La courbe donne la variation de la lumière diffusée par Vénus.

en $\cos^2 \theta$, augmenté d'un effet de phase analogue à celui de Vénus. Par tâtonnement, on trouve que la meilleure valeur à donner au coefficient du terme périodique est 0^m,045 — soit pour l'ellipticité :

$$z = 0,080 \qquad \varepsilon \sin i = 0,283.$$

L'effet de phase est alors donné par la somme :

$$R = \Delta m - 0^m,104 - 0^m,045 \cdot \sin^2 \theta,$$

dont le tableau que voici donne les valeurs observées. La seconde colonne donne les valeurs relatives à Vénus, en admettant pour maximum à la phase pleine le nombre 58. L'unité correspond au millième de grandeur ; en multipliant les données du tableau par 0,9, on les transformerait en millièmes de la lumière d'Algol.

Phase ¹	R obs.	R Vénus	R adopté
0,08	2	2	3
10	4	3	4
12	7	4	5
14	8	5	6
16	9	6	7
18	9	8	9
20	10	10	10
22	11	12	12
24	13	13	13
26	15	16	15
28	18	19	18
30	20	21	20
32	24	23	24
34	27	27	27
36	31	30	30
38	35	33	34
40	37	37	37
42	31	41	41
44		44	44
46		49	49
48		54	54
50		58	58

La figure 48 donne la courbe de variation de la lumière diffusée par le satellite obscur ; cette courbe diffère fort peu de celle de Vénus, tandis qu'elle s'écarte beaucoup de celle que donne la loi de Lambert.

Ceci posé, il est facile de corriger les observations des minima, à la fois de l'ellipticité des étoiles et de l'effet de phase. Il suffit de rapporter les magnitudes observées à celles de la courbe suivante :

$$\Delta_1 m = 0^m,104 + 0^m,045 \sin^2 \theta + R,$$

la valeur de R, régularisée graphiquement, étant alors celle de la troisième colonne du tableau ci-dessus.

Passons maintenant à l'étude des minima. La figure 49 les donne, avec la même échelle des temps, mais une échelle de magnitude décuplée pour le minimum secondaire ⁽¹⁾. La forme aplatie de ce minimum apparaît alors si différente de celle du minimum principal, que l'on ne peut songer à chercher les éléments dans l'hypothèse où les *deux* astres sont uniformément brillants. Or, on voit sans peine, au moyen de la méthode de Russell, que le minimum principal peut

⁽¹⁾ La dispersion considérable des points vers le minimum principal est due à la variation de la courbe de lumière. Voir la figure 44 qui donne séparément chaque minimum observé.

être correctement représenté, à quelques détails près (notamment au voisinage du début et de la fin de l'éclipse) par trois systèmes d'éléments tout à fait différents : on pourra essayer de les discriminer au moyen du minimum secondaire.

1° Dans l'hypothèse ordinairement admise où le disque de l'étoile de type B8 est uniforme, on obtient $k = 1$, l'éclipse intéressant la fraction 0,62 du disque.

2° Dans l'hypothèse d'un disque assombri vers le bord, on trouve une solution voisine de la précédente, avec $k = 0,9$, le satellite étant plus grand que l'étoile (il est absolument impossible de préciser davantage la valeur de k d'après la courbe de lumière seule ; ajouter des décimales serait un trompe-l'œil, car la courbe théorique ne subit que des déformations insensibles lorsqu'on passe par exemple de $k = 0,9$ à $k = 0,85$, pour une éclipse de 6 dixièmes. Il serait absolument nécessaire de faire appel à quelque autre considération pour préciser k , ainsi qu'on l'a fait pour β Lyrae). Comme dans le cas précédent, les éclipses sont partielles.

3° Il existe enfin une solution toute différente, du type D comme la seconde, mais où l'on suppose le satellite plus petit que l'étoile. La profondeur de l'éclipse principale, où l'étoile perd 0,62 de sa lumière, ne permet pas de prendre k inférieur à 0,69. Pour $k = 0,70$, en admettant une éclipse annulaire, on obtient la perte de lumière voulue et une représentation très fidèle du minimum principal. La demi-durée des éclipses est 0^m,074 et celle de la phase totale ou annulaire, 0^m,014, si l'on admet que l'inclinaison diffère peu de 90°.

Il serait impossible de choisir entre les trois solutions, si l'on ne connaissait pas le minimum secondaire, mais la forme aplatie de sa courbe de lumière suggère immédiatement l'idée d'une éclipse totale, ce qui décide en faveur du troisième cas. On ne peut pas songer à l'expliquer par une éclipse annulaire, puisque, dans ce cas, le minimum principal serait une éclipse totale avec phase constante. On ne peut pas non plus en rendre compte en supposant qu'il résulte de l'éclipse partielle du satellite par l'étoile supposée plus petite que lui, ou au plus égale (solutions 1 et 2), la courbe théorique passant alors systématiquement au-dessus de tous les points observés, en reproduisant presque exactement la forme en V du minimum principal.

Enfin, un autre argument renforce le degré de probabilité du troisième cas : l'éclipse secondaire a une amplitude de 0^m,062. Or, nous avons été amené à assigner à l'effet de phase la valeur maximum 0^m,058. Il s'agit donc bien d'une éclipse totale, toute la lumière diffusée par le satellite étant supprimée. Il est possible que le satellite possède une lumière propre, s'élevant à quelques millièmes de celle d'Algol tout au plus.

En définitive, nous pouvons rendre compte de la courbe de lumière dans son ensemble au moyen des prémisses suivantes :

1° Le diamètre de la planète est égal à la fraction 0,7 de celui de l'étoile.

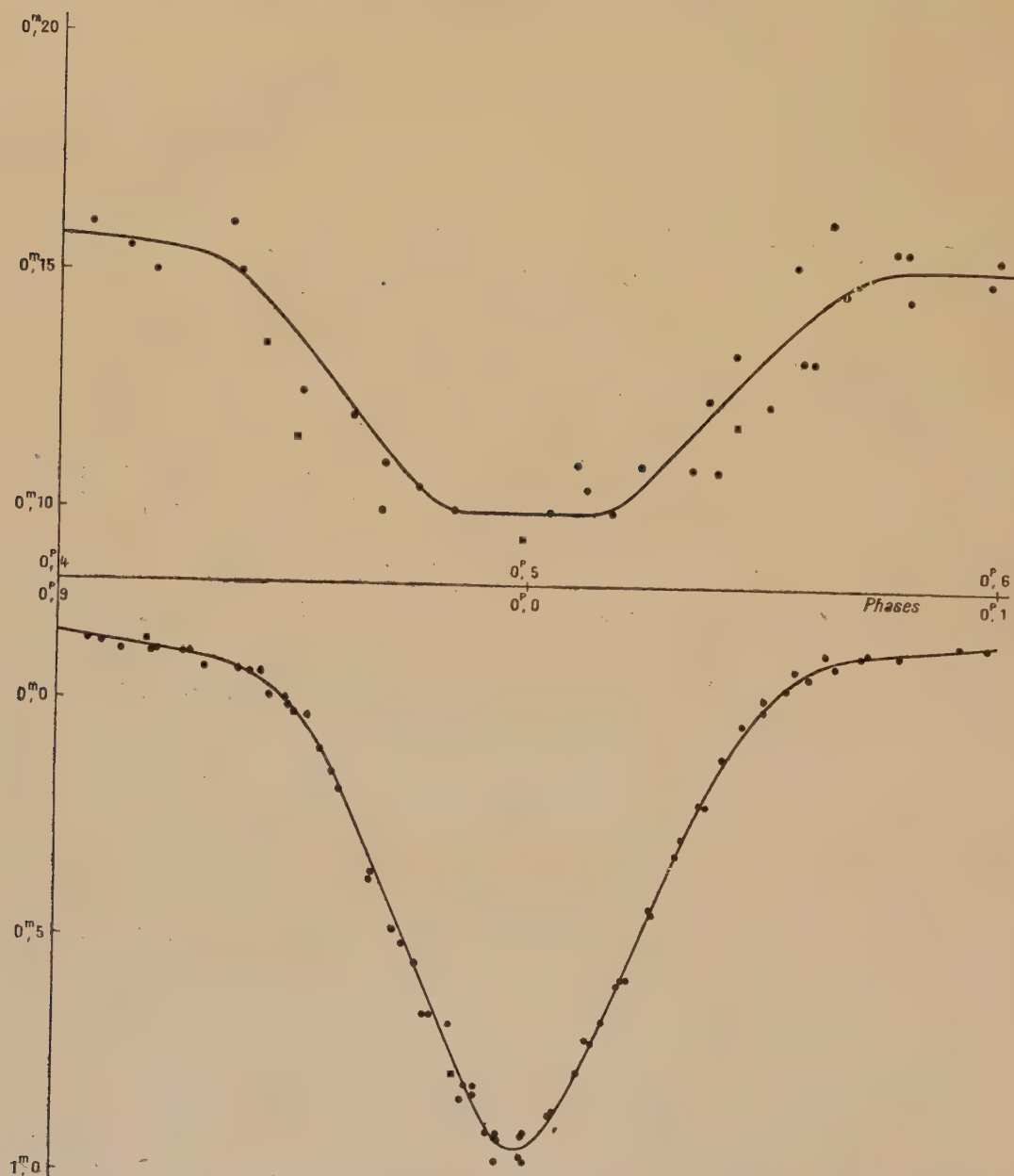


Fig. 49. — Les deux minima d'Algol. En bas, le minimum principal. En haut, avec une échelle dix fois plus grande pour les magnitudes, le minimum secondaire. Voir aussi figure 44.

2° Le satellite est à peine lumineux par lui-même. Sa lumière propre ne sem-

ble pas dépasser 0,005 de celle d'Algol. Mais il est éclairé sur une face par l'étoile principale.

3° L'éclipse principale est annulaire.

4° Le disque de l'étoile — laquelle est allongée — est assombri fortement vers le bord. Il serait difficile de représenter correctement la courbe de lumière si l'on admettait seulement un assombrissement partiel.

Le contrôle de ces prémisses est donné par la représentation du minimum secondaire. Alors que les deux premières hypothèses donnaient des courbes tout à fait inacceptables, en désaccord de plus de 2 centièmes de magnitude avec l'observation, la courbe relative à la troisième hypothèse passe à une distance des points observés qui n'excède pas la dispersion des autres parties de la courbe. (Voir la figure 49, en haut, où l'on a tracé la courbe calculée pour le minimum secondaire.)

Si l'on admet que l'inclinaison est peu différente de 90°, c'est-à-dire que les éclipses sont presque centrales, on trouve que les demi-axes des deux astres ont les valeurs suivantes, en fonction de leur distance :

Étoile	Satellite
$a_1 = 0,27$	$a_2 = 0,19$
$b_1 = 0,26$	$b_2 = 0,18$

Il est intéressant de calculer l'albedo du satellite, supposé obscur par lui-même. On peut utiliser pour cela les calculs déjà faits par Russell pour Vénus (albedo = 0,59), puisque le satellite d'Algol suit sensiblement la même loi de phase. Pour passer du système soleil-Vénus à un système de dimensions relatives semblables à celles d'Algol et de son satellite, il faudrait multiplier par 77 le diamètre de Vénus, et diminuer sa distance au soleil dans le rapport de 41 à 1. La lumière diffusée par Vénus serait alors multipliée par

$$(77 \times 41)^2 = 17^m,5.$$

Or, la différence de magnitude actuelle entre Vénus et le soleil est de 22^m,0. Elle serait donc réduite à 4^m,5. Autrement dit, l'intensité de la phase pleine de la planète serait la fraction 0,016 de celle du soleil. Dans le cas du satellite d'Algol, nous trouvons un nombre 3,25 fois plus grand, 0,052. L'albedo du satellite est donc 3,25 fois celui de Vénus, soit 2,0. Ce nombre serait dépourvu de toute signification physique s'il s'agissait, comme dans le cas des planètes, d'une diffusion pure et simple. Mais le fait que la face non éclairée n'a qu'un faible rayonnement propre (ne dépassant pas 5 millièmes de celui d'Algol), n'implique pas qu'il en soit de même pour la face tournée vers l'étoile. Il existe nécessairement une dif-

férence de température entre les deux faces du compagnon, l'une étant tournée vers l'espace interstellaire, l'autre recevant le rayonnement thermique d'un astre de plus de 30° de diamètre apparent, dont la température effective dépasse $10\,000^\circ$, et dont la radiance énergétique vaut 8 ou 10 fois celle du soleil. L'équilibre radiatif qui s'établit dans ces conditions correspond nécessairement à une température élevée ; il y a donc émission de lumière ; comme d'autre part la température

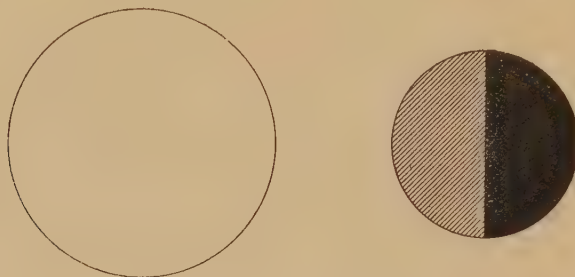


Fig. 50. — Le système d'Algol.

atteinte par le satellite reste inférieure à celle de l'étoile brillante, les maxima de l'énergie rayonnée ne se trouvent pas aux mêmes longueurs d'onde. L'étoile rayonne surtout dans le violet et l'ultra-violet, tandis que le maximum d'émission du satellite se trouve dans le spectre visible. Ainsi s'explique l'existence d'un albedo visuel supérieur à l'unité. Stebbins avait déjà remarqué que la profondeur du minimum secondaire était plus faible pour les radiations qui excitent l'effet photoélectrique du potassium, que pour celles, de plus grande longueur d'onde, qui agissent sur le sélénium ($0^m,04$ au lieu de $0^m,06$).

On voit tout l'intérêt que présenterait l'étude spectrophotométrique (ou hétérochrome) des minima secondaires d'Algol, pour le contrôle des idées modernes sur le rayonnement stellaire. Cette étude pourrait être étendue dès à présent par la photographie jusqu'au rouge extrême.

CHAPITRE XIV

LA LUMIÈRE CENDRÉE ET L'ALBEDO DE LA TERRE

1^o MESURES PHOTOMÉTRIQUES DE LA LUMIÈRE CENDRÉE DE LA LUNE

En construisant le photomètre à œil-de-chat, j'avais en vue, non seulement la photométrie stellaire, mais encore la photométrie des éclipses de lune et de la lumière cendrée ; c'est pour cette raison que j'avais prévu le retournement des prismes, nécessaire pour obtenir de très grands affaiblissements. Depuis que l'instrument a pris forme, les circonstances ne m'ont pas permis d'observer une éclipse de lune, mais j'ai pu effectuer sur la lumière cendrée un travail assez étendu. Comme on le verra dans la suite, j'ai pu tracer, pour la première fois, la courbe de variation de l'éclat de la terre en fonction de sa phase.

La lumière cendrée a été l'objet de quelques mesures visuelles faites en 1911-12 par Very ⁽¹⁾ (*Astron. Nach.*, vol. 196, 269, 1913), et discutées en 1916 par Russell, qui en a tiré pour l'albedo de la terre la valeur 0,45 (*Astrophys. J.*, 43, 180, 1916). Mais la dispersion des mesures de Very est trop grande pour qu'on puisse en conclure la loi de phase ; les valeurs individuelles de la magnitude de la pleine terre déduites par Russell ont un écart moyen de $\pm 0^m,75$. D'autre part, King et Öpik (*Harvard Circulars*, 267, 1924 et *Publ. de l'Obs. de Tartu*, XXVI, n^o 1, 1924) ont publié séparément quelques mesures photographiques qui ne renseignent pas non plus sur la loi de phase de la terre. Dans ces conditions, la valeur de l'albedo qu'on en peut tirer est sujette à caution.

Il y avait donc intérêt à reprendre le problème. Le photomètre à œil-de-chat se prêtait particulièrement bien à l'étude de la lumière cendrée par la méthode d'Arago (*Astronomie Populaire*, vol. 3, 477), qui consiste à comparer, au moyen

(1) Very comparait successivement les brillances de la lumière cendrée (augmentée du ciel superposé) et du croissant lunaire (*ibid*), à celle d'une plage artificielle graduée au moyen d'un diaphragme-iris. La brillance du ciel était déterminée séparément.

d'un photomètre à double image (voir page 73), la brillance moyenne des deux parties de la lune, celle qui est éclairée directement par le soleil, et celle qui est éclairée par la terre. On dispose les deux images au contact (fig. 51), en utilisant au besoin une ou deux réflexions vitreuses, et on égalise les brillances au moyen de l'œil-de-chat.

Le défaut de la méthode est évident : la brillance moyenne de la lune est matière d'appréciation, en raison des taches du sol lunaire, ainsi que de la variation de son éclairement d'un point à l'autre. Mais on peut réduire les effets du premier inconvénient en comparant des régions de même nature, choisies pour

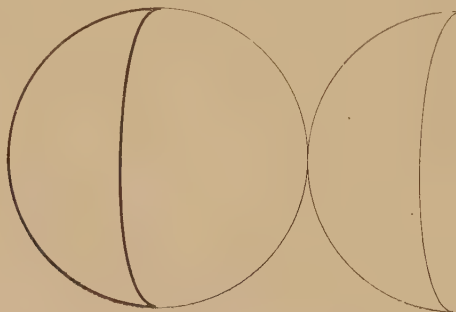


Fig. 51.

l'identité de leur teinte propre. J'ai adopté des régions claires appelées continents, parce que leur polarisation est plus faible que celle des mers. Quant à la variation de l'éclairement, elle entraîne des variations de brillance qui seraient sensibles sur une lune lisse et de composition uniforme, et qui n'ont jamais été étudiées sérieusement. Il n'est donc pas possible d'en tenir compte sinon d'une façon empirique. L'observateur choisit la partie du croissant dont la brillance lui semble « moyenne », et c'est dans cette partie qu'il fait choix de la région claire qui constituera la plage photométrique. En général, cette partie se trouve à mi-chemin entre les cornes et le milieu du limbe. La difficulté du choix est du reste minime lorsque l'angle de phase est voisin de 90° , mais elle est grande dans les premiers ou les derniers jours de la lunaison.

Il pourrait sembler plus correct de mesurer avec un photomètre absolu la brillance d'une région bien déterminée de la lune, d'une part dans la lumière cendrée, d'autre part dans la pleine lune ; mais on perdrait l'avantage considérable des mesures différentielles, quant à l'absorption notamment. On ne doit pas oublier que le croissant fin de la lune ne s'observe jamais qu'à de grandes distances zénithales. En outre, la méthode d'Arago, appliquée *au moyen d'un photomètre à double image*, élimine complètement la correction de brillance du ciel

superposé. Cette correction est très importante, comme on peut le vérifier sur les mesures de Very. Dans le mémoire cité, Russell donne pour chaque mesure le rapport entre la brillance du ciel, illuminé par le croissant, et la brillance de la lumière cendrée. En négligeant une mesure faite par temps de brume, où ce rapport atteignait 10, on constate qu'en moyenne le ciel était 1,3 fois plus brillant que la lumière cendrée. Une correction aussi grande ne peut pas être déterminée avec précision ; elle suffirait à rendre illusoires les mesures relatives à des phases voisines de 90° . Une mesure faite par Very le neuvième jour de la lunaison donne un écart de deux magnitudes et demie par rapport à mes observations pour le même jour ⁽¹⁾.

La méthode d'Arago possède donc des qualités intrinsèques qui compensent largement l'indétermination de la quantité mesurée. Tout bien pesé, elle m'a paru nettement supérieure à la méthode de Very.

Le tableau suivant donne les résultats de 41 nuits d'observation. Chaque série comporte en réalité plusieurs groupes de pointés, dont le tableau fournit seulement la moyenne. Le nombre des groupes est indiqué dans la colonne n . L'angle α est la phase de la lune comptée à partir de la pleine lune, le signe — se rapportant à la première moitié de la lunaison. L'angle de phase de la terre est le supplément de α . La colonne intitulée *lumière cendrée* donne le rapport entre la brillance du croissant et celle de la lumière cendrée, ramené à la distance moyenne à la terre. La colonne *lune* donne la brillance moyenne du croissant rapportée à celle de la pleine lune ; enfin, la colonne *terre* fournit la somme des précédentes, c'est-à-dire le rapport entre la brillance de la pleine lune et celle de la lumière cendrée, ou si l'on préfère, la différence entre la magnitude de la terre et celle du soleil vus de la lune. Tous les rapports ont été exprimés en magnitudes, suivant l'usage. Les colonnes suivantes seront expliquées plus loin.

Les rapports directement observés et ramenés à la distance moyenne présentent une dispersion moyenne d'environ $0^m,15$ par rapport à la courbe tracée (fig. 52). On ne remarque aucune différence systématique entre les phases croissantes et décroissantes, contrairement à l'opinion assez répandue d'après laquelle la lumière cendrée serait plus brillante en décours. Arago expliquait fort justement cette illusion par la présence d'une plus forte proportion de taches sombres sur le croissant, ce qui facilite la vision de la lumière cendrée et la fait res-

(¹) Quand la lunaison est avancée, l'illumination du ciel est très intense, et l'on ne peut plus négliger sa variation en fonction de la distance au croissant. C'est peut-être pour cette raison que des mesures, faites par temps légèrement voilé, avec des angles de phase de 120 ou 130° , ont donné des brillances un peu trop fortes. Cet effet est encore plus marqué lorsqu'on opère par la photographie, la diffusion dans la gélatine s'ajoutant à la diffusion par l'atmosphère.

sortir par contraste. Mais si l'on a soin de comparer photométriquement des régions de même nature, aucune différence systématique n'apparaît.

Il n'est pas possible de dire si la brillance de la lumière cendrée subit des varia-

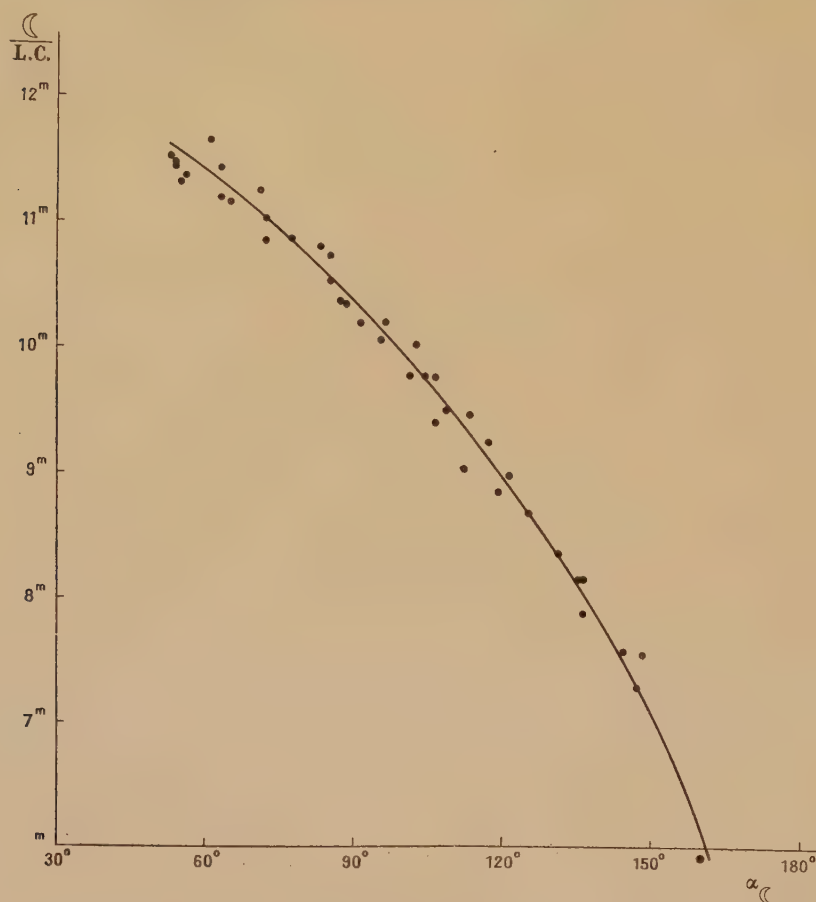


Fig. 52. — Variation du rapport entre la brillance de la lumière cendrée et celle de la Lune (en magnitudes).

tions avec l'angle horaire de la lune, ou avec la situation météorologique générale. Les mesures sont encore en nombre insuffisant, et les premières ne reposaient pas sur un assez grand nombre de pointés. Cette intéressante question sera reprise, avec une technique appropriée.

2° RÉDUCTION DES MESURES

Les mesures brutes sont rapportées à la brillance actuelle de la lune, c'est-à-dire à une unité variable. Pour les rapporter à la brillance de la pleine lune, prise

pour unité, il faut connaître la brillance de la lune pour toutes les valeurs de l'angle de phase. J'avais d'abord employé les brillances obtenues par Russell à la

OBSERVATIONS DE LA LUMIÈRE CENDRÉE DE LA LUNE

DATE	Phase C α	Lumière cendrée	n	Lune	Terre Soleil	Pleine Terre Soleil	
						Loi linéaire	(Vénus)
1926 Octobre 11	— 125°	8 ^m ,68	1	2 ^m ,53	11 ^m ,21	9 ^m ,99	10 ^m ,38
14	— 88	10,33	1	1,68	12,01	9,98	50
27	+ 85	10,73	2	1,62	12,35	10,25	79
Novembre 9	— 131	8,37	4	2,70	11,07	9,99	33
10	— 119	8,85	4	2,37	11,22	9,87	28
11	— 106	9,40	2	2,04	11,44	9,81	27
15	— 53	11,52	1	1,03	12,55	9,74	25
1927 Janvier 8	— 113	9,46	3	2,20	11,66	10,18	61
Mai 8	— 87	10,37	4	1,66	12,03	9,98	51
10	— 65	11,15	4	1,25	12,40	9,86	39
11	— 54	11,48	4	1,05	12,53	9,74	26
Juin 4	— 117	9,24	2	2,31	11,55	10,16	57
5	— 106	9,76	2	2,04	11,80	10,17	63
8	— 72	10,83	2	1,37	12,20	9,81	36
20	+ 72	11,01	4	1,37	12,38	9,99	54
21	+ 85	10,51	3	1,62	12,13	10,03	57
Juillet 5	— 102	10,01	4	1,95	11,96	10,24	72
21	+ 96	10,19	3	1,83	12,02	10,16	68
26	+ 160	5,88	3	4,5	10,38	9,94	09
31	— 144	7,58	2	3,25	10,83	10,03	30
Septembre 6	— 61	11,65	1	1,16	12,81	10,18	71
15	+ 63	11,42	2	1,20	12,62	10,03	56
Octobre 6	— 56	11,36	1	1,08	12,44	9,70	22
15	+ 71	11,23	6	1,35	12,58	10,17	71
16	+ 83	10,79	5	1,57	12,36	10,22	75
28	— 147	7,30	6	3,41	10,71	9,98	22
29	— 136	7,89	8	2,89	10,78	9,81	12
Novembre 1	— 101	9,76	1	1,93	11,69	9,94	44
3	— 77	10,85	2	1,45	12,30	10,02	57
4	— 63	11,19	5	1,20	12,39	9,80	33
Décembre 19	+ 136	8,16	2	2,89	11,05	10,08	39
29	— 112	9,03	9	2,19	11,22	9,72	16
1928 Janvier 28	— 104	9,77	8	2,00	11,77	10,09	56
29	— 91	10,19	10	1,73	11,92	9,95	48
31	— 55	11,31	6	1,07	12,38	9,62	13
Février 23	— 148	7,55	6	3,35	10,90	10,19	42
24	— 135	8,16	5	2,81	10,97	9,97	28
25	— 121	8,98	10	2,40	11,38	10,08	48
26	— 108	9,49	10	2,10	11,59	9,91	36
27	— 95	10,05	8	1,81	11,86	9,98	51
Mars 1	— 54	11,44	2	1,05	12,51	9,73	24
						9 ^m ,98	10 ^m ,43

suite de sa discussion des mesures photométriques de la lune effectuées depuis un siècle par J. Herschel, Bond, Zöllner, W.-H. Pickering, King, Stebbins et Brown, Wislicenus. Mais je n'ai pas tardé à reconnaître que la table de Russell

(*Astrophys. J.*, 43, 114, 1916) présentait des anomalies pour les grandes valeurs de l'angle de phase, et principalement pour les grandes valeurs positives. En effet, si l'on mesure sur une carte la proportion des mers par rapport à la surface totale éclairée, on trouve que cette proportion est constamment plus élevée, pour des valeurs opposées de la phase, pendant la seconde moitié de la lunaison. Il est donc à prévoir que la brillance moyenne du croissant soit systématiquement plus faible dans le même intervalle. Or, d'après Russell, il en serait bien ainsi, tant que l'angle de phase n'atteint pas $+ 125^\circ$, mais, au delà, la lune décroissante deviendrait la plus brillante. Or le tableau suivant donnant la proportion des mers montre que cet angle particulier ne correspond pas à une valeur nulle, mais au contraire à une valeur élevée de la différence entre les proportions des mers.

PROPORTION APPARENTE DES MERS LUNAIRES

Phase	Lune croiss.	Lune décr.	Diff.
0°	0,37	0,37	0,00
30	39	40	01
40	37	40	03
50	36	42	06
60	34	43	09
70	32	43	11
80	27	45	18
90	25	49	24
100	26	51	25
110	26	48	22
120	19	47	28
130	17	42	25
140	15	35	20
150	05	19	14

J'ai cru utile de reprendre la discussion de Russell. Pour cela, j'ai eu recours aux mêmes données d'observation, mais à un mode de réduction un peu différent. J'ai conservé les corrections de zéro qu'il donne page 116, mais en me reportant aux observations individuelles et non aux normales. Après élimination de quelques mesures évidemment aberrantes, il est resté 275 observations de la magnitude globale de la lune, entre les phases $- 153^\circ$ et $+ 142^\circ$. Je les ai rangées par phases croissantes, et j'ai calculé pour chacune d'elles la brillance moyenne correspondante en tenant compte de la surface apparente du croissant. En construisant un graphique au moyen de ces 275 brillances, on constate que leur dispersion est considérable, et qu'il serait urgent de reprendre la photométrie de la lune avec des moyens appropriés (photomètre sans écran diffusant,

précautions spéciales pour rattacher les observations à l'échelle stellaire, et pour tenir compte de l'absorption). L'insuffisance des données est particulièrement marquée au delà de la phase $+ 112^\circ$: entre cet angle de phase et la nouvelle lune, l'écart des mesures entre elles est si grand qu'il devient illusoire de les discuter et d'en prendre des moyennes. Ainsi s'explique l'anomalie présentée dans cette région par la fable de Russell.

J'ai groupé toutes les brillances en normales, sans accorder de poids, car les erreurs accidentelles ont beaucoup moins d'importance que les erreurs systématiques, que nous n'avons aucun moyen d'évaluer. Les normales ont été établies, autant que possible, par intervalles de 10° en 10° . Elles sont données dans le tableau suivant, reproduit par la figure 53. Les deux derniers points s'écartent de la courbe régulière qui joint les autres, ainsi qu'il était prévu, mais il n'y a pas lieu d'en tenir compte. On voit immédiatement que les brillances de la lune décroissante sont inférieures à celles de la phase croissante, abstraction faite des deux points en question.

Comment utiliser cette table pour la réduction des mesures de la lumière centrée ? Ces dernières ont porté sur des régions identiques de part et d'autre (con-

BRILLANCE DE LA LUNE

Phase	Brill.	n	Phase	Brill.	n
— 146°	3 ^m ,16	7	+ 4°	0 ^m ,13	21
134	2,64	9	14	0,21	13
119	2,23	8	24	0,57	16
104	1,91	8	33	0,77	13
95	1,67	10	44	1,05	10
85	1,50	5	55	1,20	8
73	1,35	13	65	1,44	8
66	1,07	7	75	1,46	6
56	0,98	14	85	1,59	7
45	0,74	13	96	1,86	10
35	0,62	12	103	2,08	6
26	0,56	10	118	(2,05)	11
14	0,22	21	139	(2,64)	6
5	0,11	11			

tinents), de sorte que les brillances lunaires qu'il nous faudrait ne sont pas celles qui découlent directement des observations et du tableau ci-dessus, mais ces brillances corrigées de la variation des mers. Entre 0° et 100° il est facile de faire la correction, en prenant la moyenne entre les observations relatives aux deux moitiés de la lunaison. On peut vérifier que, dans cet intervalle, la somme des proportions des mers pour des phases de signe contraire reste à peu près cons-

tante. Au delà de 100 degrés, il n'en est plus ainsi; et du reste les observations en phase décroissante n'ont plus la précision nécessaire. Il faut alors prendre les observations faites pendant la phase croissante, et les corriger proportionnellement à la variation des mers, en adoptant comme coefficient celui qui résulte des

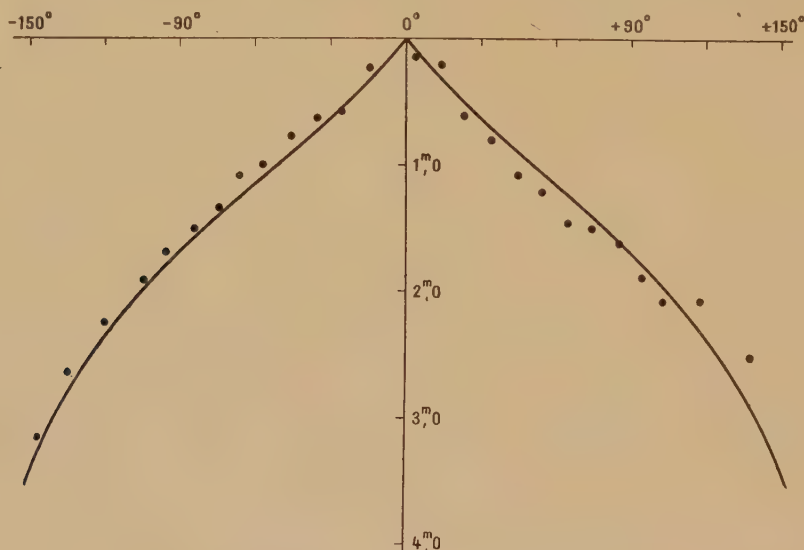


Fig. 53. — Variation de la brillance moyenne de la Lune.

mesures faites au premier et au dernier quartier. Elles nous donnent une différence de $0^m,21$, alors que la proportion des mers diffère de $0,24$. La correction ainsi faite est assez arbitraire, mais il n'est pas possible d'opérer autrement, vu la qualité médiocre des données expérimentales.

Le tableau ci-joint donne les brillances adoptées pour une lune fictive dont la proportion des mers serait invariable, et égale à $0,37$ (pleine lune). La colonne « mers » est divisée en deux autres, la première donnant la différence de proportions des mers entre la lune décroissante et la lune croissante, la seconde donnant la différence entre la pleine lune et la lune croissante. La brillance fictive pour 160° a été obtenue par extrapolation des brillances exprimées en nombres. Fait singulier, la dernière partie observée de cette courbe est presque rectiligne, et elle donnerait par extrapolation une brillance nulle vers 165° . Elle se relève sans nul doute dans la réalité, mais il n'en est pas moins vrai que la brillance moyenne du fin croissant lunaire décroît beaucoup plus vite que celle de Vénus, par exemple. Il faut en chercher la raison dans l'existence d'aspérités dont la pente moyenne doit être ajoutée à l'angle de phase si l'on cherche à faire la théorie de la diffusion de la lumière par la lune.

BRILLANCES DE LA LUNE

Valeurs adoptées pour une lune fictive, ayant une proportion constante de « mers ».

Phase	Brill. fict.	Mers	
0°	0 ^m 00		
10	0,21		
20	0,40		
30	0,59		
40	0,79	0,03	
50	0,98	5	
60	1,15	9	
70	1,33	10	
80	1,52	18	0,10
90	1,71	24	12
100	1,92	25	11
110	2,14		11
120	2,39		18
130	2,66		20
140	3,05		22
150	3,59		32
160	(4,5)		»

3° PHOTOMÉTRIE DE LA TERRE

Le premier tableau donne, dans la colonne « Terre », la somme de la magnitude observée pour la lumière cendrée, et de la brillance de la lune. Cette somme peut être définie, soit comme la brillance de la lumière cendrée rapportée à celle de la pleine lune, soit comme la différence de magnitude de la terre et du soleil vus de la lune. La figure 54 fait apparaître nettement la loi de variation de magnitude de la terre en fonction de son angle de phase $a = \pi - \alpha$. Le caractère quasi-rectiligne de la courbe de variation permet de faire un rapprochement entre la terre et les autres planètes, et d'exclure sans autre discussion les lois de Lambert et de Lommel-Seeliger, qui du reste ne s'appliquent à aucun cas connu, et qui occupent une place injustifiée dans les publications de photométrie planétaire ou lunaire.

La magnitude de Vénus a pu être étudiée pour tous les angles de phase ; elle est représentée à une constante près par la formule de King (*Annales de Harvard*, vol. 85, n° 4) :

$$m = 0,01445a + 0,000\,000\,225a^3,$$

la phase étant exprimée en degrés. Si la terre et Vénus suivent la même loi, la

différence entre leurs magnitudes ne doit pas présenter de variations systématiques avec la phase. Ces différences sont données dans la dernière colonne du

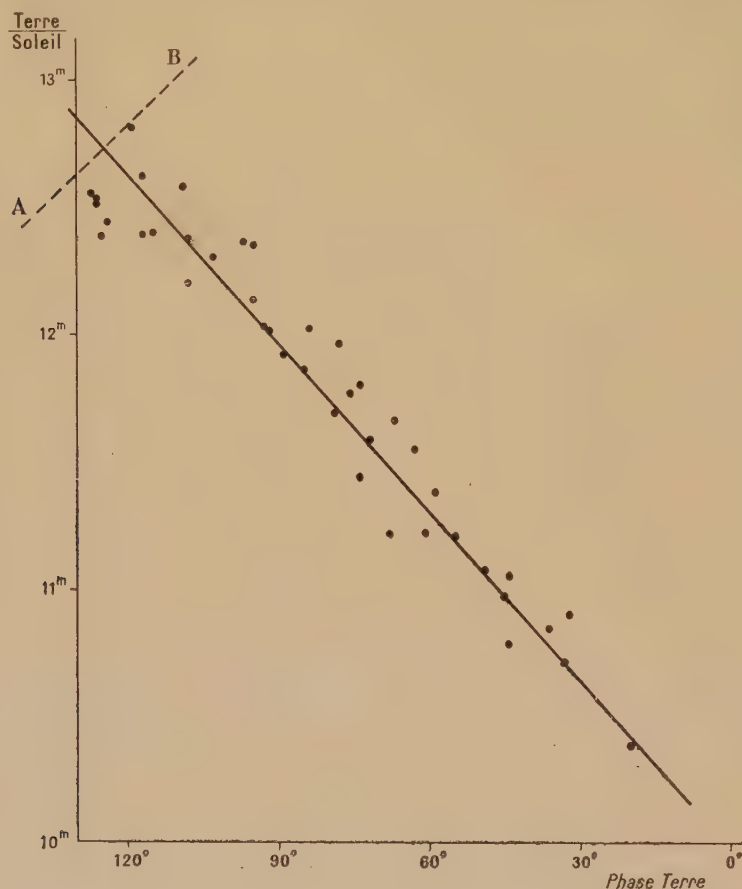


Fig. 54. — Variation du rapport entre la brillance de la lumière cendrée et celle de la pleine Lune.

tableau des observations. L'avant-dernière colonne donne les différences entre les magnitudes de la terre et celles que l'on calcule au moyen de la formule linéaire :

$$m = 0,0221a,$$

La figure 55 met en évidence la loi de variation des résidus dans les deux hypothèses. La loi linéaire donne une marche presque nulle et une représentation plus satisfaisante que la loi relative à Vénus. Pour les phases lunaires voisines de 50°, on remarquera la prédominance des résidus faibles : on peut expliquer cette ano-

malie par l'intensité de l'illumination du ciel (voir la note, p. 167), mais aussi par une autre raison : si la lumière cendrée subit des variations réelles, dues par exemple à la variation des conditions météorologiques, sa disparition a lieu suivant les lunaisons et suivant l'heure de l'observation pour des angles de phase variables. A la limite, on pourra l'observer lorsqu'elle est maximum, mais non

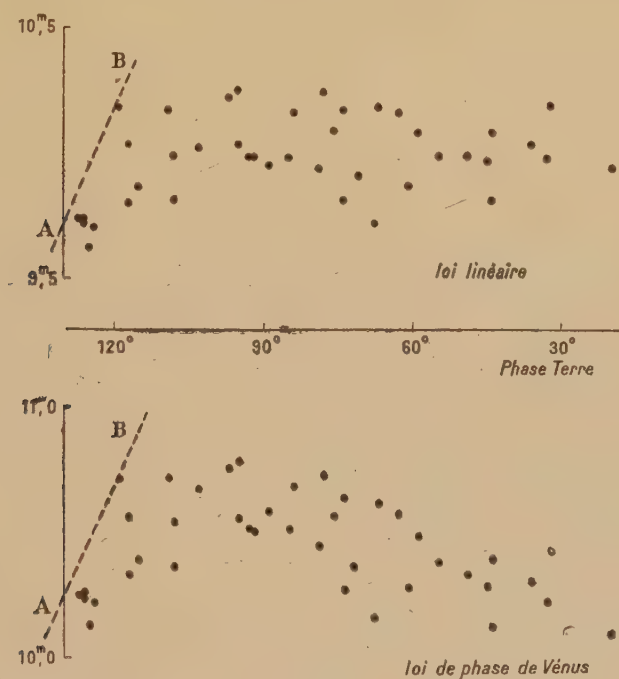


Fig 55.

lorsqu'elle est minimum. Pour l'angle de phase limite, qui est d'environ 50° , on n'obtiendra donc que des brillances relativement fortes, les valeurs faibles n'étant pas mesurables. Ce qui donne un caractère de vraisemblance à cette explication, c'est qu'il m'est arrivé de ne pas apercevoir la lumière cendrée, par un ciel très pur, pour des angles de phase compris entre 50 et 60° , alors qu'elle était nettement visible et mesurable dans les mêmes conditions, à d'autres lunaisons. La lumière cendrée est perdue de vue lorsque sa brillance rapportée à celle du croissant est de $11^m,65$. Le pointillé AB des figures 54 et 55 correspond à cette limite.

La moyenne des résidus a pour valeur :

$$\begin{aligned} M &= 10^{\text{m},43} \text{ (loi de phase : Vénus)} \\ &\approx 9^{\text{m},98} \quad \quad \quad \text{ : linéaire) } \end{aligned}$$

M n'est autre que la différence entre la magnitude de la pleine terre et celle du soleil, vus de la lune. La vérité est probablement entre les deux valeurs obtenues. Il ne sera pas possible de préciser, tant que la photométrie de la lune en mince croissant n'aura pas été l'objet d'un travail moderne. Pour le moment, on peut considérer comme un fait d'observation que la magnitude de la terre vue de la lune est représentée, entre les phases (de la terre) 20° et 130° , par la formule :

$$\begin{aligned} M' &= -26^{\text{m}},72 + 9^{\text{m}},98 + 0^{\text{m}},0221a \\ &= -16^{\text{m}},74 + 0^{\text{m}},0221a \end{aligned}$$

a étant exprimé en degrés. Tel est le résultat de nos mesures, indépendamment de toute hypothèse *a priori*.

La magnitude de la lumière cendrée, vue de la Terre, a pour expression dans les mêmes limites (en admettant pour la pleine Lune la magnitude $-12^{\text{m}},55$, d'après Russell) :

$$\mu = -2^{\text{m}},57 + 0^{\text{m}},0221 a$$

Rapportée à la distance 1, au moyen d'une correction de $12^{\text{m}},95$, la magnitude de la terre a pour expression, dans les mêmes limites de phase,

$$M'' = -3^{\text{m}},79 + 0^{\text{m}},0221a.$$

Si l'on admettait la loi de Vénus, la magnitude de la terre serait :

$$M'' = -3^{\text{m}},34 + 0^{\text{m}},01445a + 0^{\text{m}},000\,000\,225a^3,$$

mais cette formule ne représente pas aussi bien les observations.

4° ALBEDO ET INDICE DE COULEUR DE LA TERRE

Avec Russell, nous adopterons la définition donnée par Bond pour l'albedo d'une planète : la fraction de la lumière incidente, diffusée par la planète dans tout l'espace. Soit I l'intensité lumineuse du soleil, i celle de la pleine terre, s la parallaxe horizontale, $i \times f(a)$ l'intensité de la terre pour la phase a , l'albedo a pour valeur :

$$A = 2 \frac{i}{Is^2} \int_0^\pi f(a) \cdot \sin a \cdot da$$

Si l'on admet la loi linéaire, l'intégrale a pour valeur 0,40, tandis que la loi relative à Vénus donnerait 0,60. Mais, dans le premier cas, on a pour i une valeur plus grande que dans le second, de sorte qu'il y a compensation. On obtient, en effet :

$$\begin{aligned} A &= 0,29 \quad (\text{loi de phase : linéaire}) \\ &= 0,29 \quad (\quad - \quad : \text{Vénus}) \end{aligned}$$

Contrairement à ce qui a lieu pour les autres planètes, le résultat du calcul est indépendant de la magnitude admise pour le soleil. On peut donc retenir la valeur commune :

$$A = 0,29,$$

en la considérant comme déterminée à 0,01 près. Russell avait obtenu la valeur beaucoup plus élevée 0,45, en discutant les mesures de Very.

La magnitude photographique de la lumière cendrée a été déterminée séparément par King et Öpik (*loc. cit.*). Nous allons discuter leurs mesures pour en tirer l'indice de couleur de la terre.

King donne, pour ses huit observations, la magnitude photographique de la lumière cendrée dans le système de Harvard. Le tableau ci-dessous donne ces quantités, ainsi que les magnitudes visuelles calculées au moyen de la formule établie plus haut. La différence donne, pour chaque observation, une détermination de l'indice de couleur. La dispersion des résultats est considérable, comme King l'a reconnu lui-même, ses magnitudes allant en décroissant lorsque la phase de la terre augmente, ce qui est évidemment absurde.

OBSERVATIONS PHOTOGRAPHIQUES DE KING

DATE		α	Phot.	Vis.	Indice de c.
1922 Mars	3	57°	— 1 ^m ,47	— 1 ^m ,31	— 0 ^m ,16
Avril	3	74	1, 80	0, 93	— 0, 87
	30	46	1, 83	1, 55	— 0, 28
Mai	31	68	1, 62	1, 07	— 0, 55
Octobre	24	60	1, 88	1, 24	— 0, 64
1923 Janvier	19	33	1, 40	1, 84	+ 0, 44
Février	18	35	1, 10	1, 80	+ 0, 70
	21	68	1, 68	1, 07	— 0, 61
					— 0 ^m ,24

La méthode de King n'est pas susceptible de précision, semble-t-il, et l'on ne

peut que prendre la moyenne des huit valeurs, sans essayer de déterminer la précision du résultat. On trouve ainsi

$$i = - 0^{\text{m}},24.$$

De son côté, Öpik a déterminé la différence de magnitude entre la terre et le soleil vus de la lune, pour l'angle de phase de la terre 51° . Les plaques employées sont sensibles au vert, et elles donnent des indices de couleur égaux aux trois quarts de ceux de Harvard. Öpik trouve dans ces conditions :

$$\text{Soleil} - \text{Terre} = - 10^{\text{m}},35 \text{ (phot.)}.$$

alors que j'obtiens pour la même phase :

$$\text{Soleil} - \text{Terre} = - 11^{\text{m}},11 \text{ (vis.)}.$$

La magnitude visuelle du soleil, selon Russell, est $- 26^{\text{m}},72$ et son indice de couleur, d'après King, $0^{\text{m}},79$. La magnitude dans le système de Öpik, est donc :

$$- 26^{\text{m}},72 + \frac{3}{4} 0^{\text{m}},79 = - 26^{\text{m}},13,$$

ce qui donne pour magnitude de la terre vue de la lune,

$$- 26^{\text{m}},13 + 10^{\text{m}},35 = - 15^{\text{m}},78 \text{ (phot., } a = 51^{\circ}\text{)}.$$

Je trouve visuellement :

$$- 26^{\text{m}},72 + 11^{\text{m}},11 = - 15^{\text{m}},61 \text{ (visuel, } a = 51^{\circ}\text{)}.$$

L'indice de couleur au sens de Öpik est donc de $- 0^{\text{m}},17$, soit, avec la définition habituelle :

$$i = - 0,17 \cdot \frac{4}{3} = - 0^{\text{m}},23.$$

Les deux déterminations de King et de Öpik concordent remarquablement, mais elles sont obtenues par la comparaison d'observations effectuées par des méthodes photographiques et visuelles très différentes, en des lieux et à des époques très diverses, de sorte qu'elles peuvent être affectées par des erreurs instru-

mentales, ainsi que par la variation de l'albedo de la terre en fonction de la longitude. Il m'a paru nécessaire de procéder d'une façon plus directe, soit par la comparaison de mesures visuelles et photographiques simultanées, soit par des mesures colorimétriques. Cette dernière méthode paraît susceptible de donner les meilleurs résultats. Elle exige un ciel parfaitement limpide, parce que la lumière cendrée vue à travers des écrans colorés est bien difficile à percevoir.

J'ai pu observer la lumière cendrée, avec mon photomètre à œil-de-chat, pendant les soirées très belles du 24 au 27 février 1928, en utilisant successivement les écrans vert et rouge Wratten 58 et 25. Comme il ne s'agissait pas de comparer les brillances moyennes, on pouvait choisir deux plages de comparaison bien définies, l'une et l'autre au bord de la lune, dans le croissant et dans la lumière cendrée. Ces plages étant amenées au contact, la comparaison photométrique se faisait avec une précision de quelques centièmes. Les résultats sont donnés tels qu'ils ont été obtenus sans être augmentés de la constante. Ils diffèrent beaucoup de ceux qu'on aurait obtenus pour les brillances moyennes.

MESURES COLORIMÉTRIQUES DE LA LUMIÈRE CENDRÉE

		Rouge	Vert	Différence
1928 Février 24	<i>tv</i>	+ 0 ^m ,77	+ 0 ^m ,44	0 ^m ,33
25	<i>vv</i>	— 0, 945	— 1, 30	0, 355
26	<i>vv</i>	— 0, 32	— 0, 67	0, 35
27	<i>vv</i>	+ 0, 17	— 0, 17	0, 34
				<u>0^m,344</u>

La différence de couleur entre la lumière cendrée et le croissant est donc considérable. On en juge difficilement à la lunette parce que les brillances sont trop différentes ; mais dans le photomètre, l'image affaiblie du croissant paraît nettement orangée par rapport à la lumière cendrée ; le contraste est saisissant pour un observateur non prévenu. L'étude colorimétrique des étoiles a montré qu'il fallait multiplier par 2,1 les différences rouge-vert pour obtenir des valeurs comparables aux indices de couleur. La différence des indices de couleur terre-soleil serait donc :

$$2,1 \cdot 0^m,344 = 0^m,72.$$

Si l'on admet l'indice 0,79 pour le soleil, on en déduit que celui de la terre est :

$$i = + 0^m,07.$$

Nous adopterons cette valeur, qui est l'indice moyen des étoiles de type A2.

L'accord des trois déterminations indépendantes est assez satisfaisant, si l'on songe à la diversité des moyens employés et au nombre des données accessoires que la discussion des mesures photographiques fait intervenir. La terre occupe une place à part dans le système solaire ; elle est beaucoup plus blanche que Mars et même que Vénus (indices $+ 1^m,4$ et $+ 0^m,8$). Son albedo photographique atteint la valeur 0,56, celui de Vénus étant 0,60 et celui de Mars 0,09 seulement (Russell). Nous nous bornerons à signaler le rôle probable de l'atmosphère (gaz purs et particules en suspension) dans la diffusion de la lumière par les planètes, sans chercher à donner une interprétation détaillée des faits observés, interprétation qu'il semble du reste fort difficile de pousser jusqu'aux résultats numériques.

SOMMAIRE

Dans la première partie de ce mémoire, consacrée aux principes et aux instruments de la photométrie stellaire, je me suis efforcé de mettre en lumière les diverses causes d'erreur et leur importance relative, ainsi que les moyens propres à les supprimer. Si je devais résumer mes conclusions en une seule phrase, je pourrais dire que les erreurs systématiques sont dues principalement à la coloration des étoiles, tandis que les erreurs accidentelles proviennent surtout de l'absorption atmosphérique et de causes physiologiques. On supprime les premières en observant au travers d'un écran coloré même peu sélectif, pourvu qu'il absorbe le bleu et le violet ; on évite les secondes en s'abstenant systématiquement de toute correction *tabulaire* d'absorption, en multipliant le nombre des pointés et en éliminant l'équation de position par de fréquentes inversions des images. En appliquant ces règles, on atteint effectivement la précision du centième, tenue jusqu'à présent pour chimérique, la routine que l'on suit habituellement donnant à peine mieux que le dixième. Cette médiocre précision n'est même pas atteinte par les grands catalogues photométriques fondamentaux. Je montre qu'on peut expliquer dans le détail, par l'omission des règles ci-dessus, les écarts accidentels ou systématiques qu'ils présentent entre eux.

Incidemment, je vérifie l'inversion du phénomène de Purkinje, dans le cas de points stellaires brillants, et je montre que le phénomène redevient normal lorsque les points sont peu lumineux. J'étudie expérimentalement la précision des pointés photométriques faits sur des étoiles, l'équation de position, et les résultats de ces expériences permettent de préciser les règles d'observation.

L'étude de l'absorption atmosphérique m'amène à la condamnation formelle de toute table d'absorption. Ou bien l'on observera toutes les étoiles à la même hauteur, ou bien l'on se tiendra dans les limites où s'applique la formule en sécante z , le coefficient d'absorption *pour le moment de l'observation* étant déterminé par une observation spéciale.

Les principes qui viennent d'être sommairement exposés conduisent logiquement à l'emploi de photomètres différentiels pour l'étude des étoiles variables. Le photomètre de Pickering est susceptible de rendre de grands services, comme l'ont démontré les recherches effectuées à Harvard. Mais il faut faire plus de pointés que n'en faisaient Pickering, Wendell, etc.. Il y a lieu d'apporter en outre à l'instrument quelques perfectionnements optiques pour en accroître la précision et la portée.

Après avoir observé pendant quatre ans avec un photomètre de Pickering, j'ai établi un nouvel appareil, plus simple à certains égards, et d'un emploi plus commode et plus rapide. La gradation de la lumière est obtenue au moyen d'un diaphragme à œil-de-chat. Le champ de l'instrument est plus grand que celui de l'instrument de Pickering, un système de deux prismes recueillant la lumière de l'une des étoiles qui peut être située en dehors du champ de la lunette, l'autre étant visée directement. Comme on peut retourner l'un ou l'autre des prismes, et substituer la réflexion vitreuse à la réflexion totale, il est possible de comparer des astres très différents. La précision de cet instrument s'est montrée d'emblée supérieure à celle du photomètre de Pickering qui ne paraît pas dépasser deux ou trois centièmes. L'erreur moyenne d'une détermination complète n'est en effet que de $0^m,006$, tandis que les meilleures mesures que j'ai obtenues avec le photomètre de Pickering comportaient une erreur moyenne quatre fois plus grande. Ceci doit s'entendre, bien entendu, pour des observations comportant le même nombre de pointés, en pratique une centaine.

La seconde partie est consacrée aux observations et à leur discussion. Le photomètre de Pickering que j'ai construit en 1923 m'a servi depuis lors à étudier quelques variables-type, notamment δ Cephei, Mira Ceti, β Lyrae. La courbe de lumière de δ Cephei ayant été publiée ailleurs, je consacre ici un chapitre à la colorimétrie de cette étoile. Je montre que le type spectral défini par le spectre continu suit très fidèlement les mêmes variations que le spectre déterminé par les raies de l'hydrogène. L'étude colorimétrique de Mira Ceti renseigne également sur la variation de son type spectral, mais par un processus entièrement différent. Mon écran vert contient dans ses limites de transparence une bande de l'oxyde de titane, intense et variable. La différence des magnitudes observées en lumière rouge et verte suit les variations de cette bande. La méthode, qui est très sensible, pourrait être généralisée et appliquée à la détermination du type spectral des étoiles M, ainsi qu'à celle de leur parallaxe spectroscopique.

L'étude de β Lyrae me donne la première courbe de lumière photométrique visuelle qui ait été obtenue. Cette courbe présente d'intéressantes particularités, notam-

ment une variation périodique, alternée, en 156 jours, de la magnitude des deux maxima. Le minimum principal est dissymétrique, ce qui confirme une observation de Miss Maury sur le spectre de lignes brillantes. Les éléments du système binaire peuvent être déduits de la courbe de lumière moyenne. A ce propos, j'examine divers points importants de la méthode de Russell. L'indétermination des éléments auxquels elle conduit — indétermination qui est dans la nature des choses plutôt qu'elle ne résulte d'une imperfection de la méthode — est encore accrue par l'insuffisance actuelle des mesures photométriques, l'ignorance où nous sommes, soit du degré d'assombrissement au bord des disques stellaires, ou de la loi suivant laquelle varie l'effet de phase, etc..

Je montre qu'il est possible de déterminer le rapport des rayons des composantes au moyen des mesures colorimétriques lorsque ces composantes sont de couleur différente. J'applique cette méthode au cas de β Lyrae, et j'obtiens deux systèmes d'éléments correspondant aux deux hypothèses extrêmes : disques uniformes, disques assombris totalement au bord. Cette dernière hypothèse rend un compte plus exact des observations photométriques et spectroscopiques, bien qu'il s'agisse d'étoiles de type B. Accessoirement, je détermine la parallaxe de β Lyrae, et je signale une anomalie présentée par l'une des composantes quant à sa température effective.

Le photomètre à œil-de-chat, en service depuis 1926, a d'abord servi à l'étude de la lumière cendrée de la lune. En 1927, je l'ai appliqué à l'observation d'une étoile variable, pour laquelle j'ai choisi Algol. J'ai retrouvé sans peine les résultats obtenus par Stebbins au cours de ses recherches de photométrie physique (photomètres à sélénium et photoélectrique). Pour la première fois, la variation entre les minima ainsi que le minimum secondaire ont été décelés visuellement. La précision des mesures m'a permis en outre de découvrir la variabilité du minimum principal, qui atteint 0^m,07, et qui s'explique par la précession de l'orbite du couple serré sous l'influence d'un troisième corps, révélé depuis longtemps par le spectroscopie. L'étude de la courbe entre les minima me donne la loi de l'effet de phase, analogue à celle des planètes. La forme générale de la courbe de lumière conduit presque nécessairement à admettre que les éclipses principales du système sont annulaires, et que le disque de l'étoile est entièrement assombri vers le bord. Là encore, pourtant, il s'agit d'une étoile B. Les astres à faible densité de ce type se comportent donc comme de véritables étoiles géantes, et l'absorption de leurs couches extérieures jouit de propriétés que l'on accordait plus volontiers, jusqu'à présent, à des étoiles d'un type plus avancé.

L'étude de la lumière cendrée de la lune me donne la loi de variation de la

magnitude terrestre en fonction de la phase, loi qui était inconnue, et qui rappelle encore celle de Vénus. L'albedo de la terre peut alors être calculé sans l'intervention d'hypothèses. J'obtiens la valeur 0,29, égale aux deux tiers de celle que l'on admettait. L'indice de couleur de la terre, obtenu par une méthode aussi directe que possible, par des mesures colorimétriques immédiatement comparables entre elles, est trouvé égal à $+ 0^m,07$. Il donne à la terre une place à part parmi les planètes, qui sont toutes beaucoup moins blanches qu'elle. L'albedo photographique de la terre, 0,56, égale celui de Vénus, alors que l'albedo visuel de cette planète est le double de celui de la terre.

TABLE DES MATIÈRES

PREMIÈRE PARTIE

Principes et Instruments.

INTRODUCTION	1
CHAPITRE PREMIER. — Comparaison des Catalogues photométriques	3
CHAPITRE II. — Photométrie des étoiles colorées	12
CHAPITRE III. — Discussion des Catalogues	23
CHAPITRE IV. — Le caractère ponctuel des étoiles et ses inconvénients en photométrie stellaire	41
CHAPITRE V. — L'absorption atmosphérique	56
CHAPITRE VI. — Photométrie stellaire différentielle	70
CHAPITRE VII. — Photomètre différentiel à double image de Pickering	73
CHAPITRE VIII. — Nouveau photomètre différentiel à œil-de-chat	82

DEUXIÈME PARTIE

Observations et discussion des Résultats.

CHAPITRE IX. — Étude photométrique et colorimétrique de δ Cephei	93
CHAPITRE X. — Étude photométrique et colorimétrique de Mira Ceti	108
CHAPITRE XI. — Observations de β Lyrae au photomètre de Pickering	114
CHAPITRE XII. — Détermination des éléments de β Lyrae	132
CHAPITRE XIII. — Étude d'Algol au photomètre à œil-de-chat	148
CHAPITRE XIV. — La lumière cendrée de la lune et l'albedo de la terre	165
SOMMAIRE	181

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La rotation de la Terre.

Vu et approuvé :

Paris le 23 avril 1928.

Le Doyen de la Faculté des Sciences.

C. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

Pour le Recteur,

L'Inspecteur d'Académie.

S. MAURELLET.

